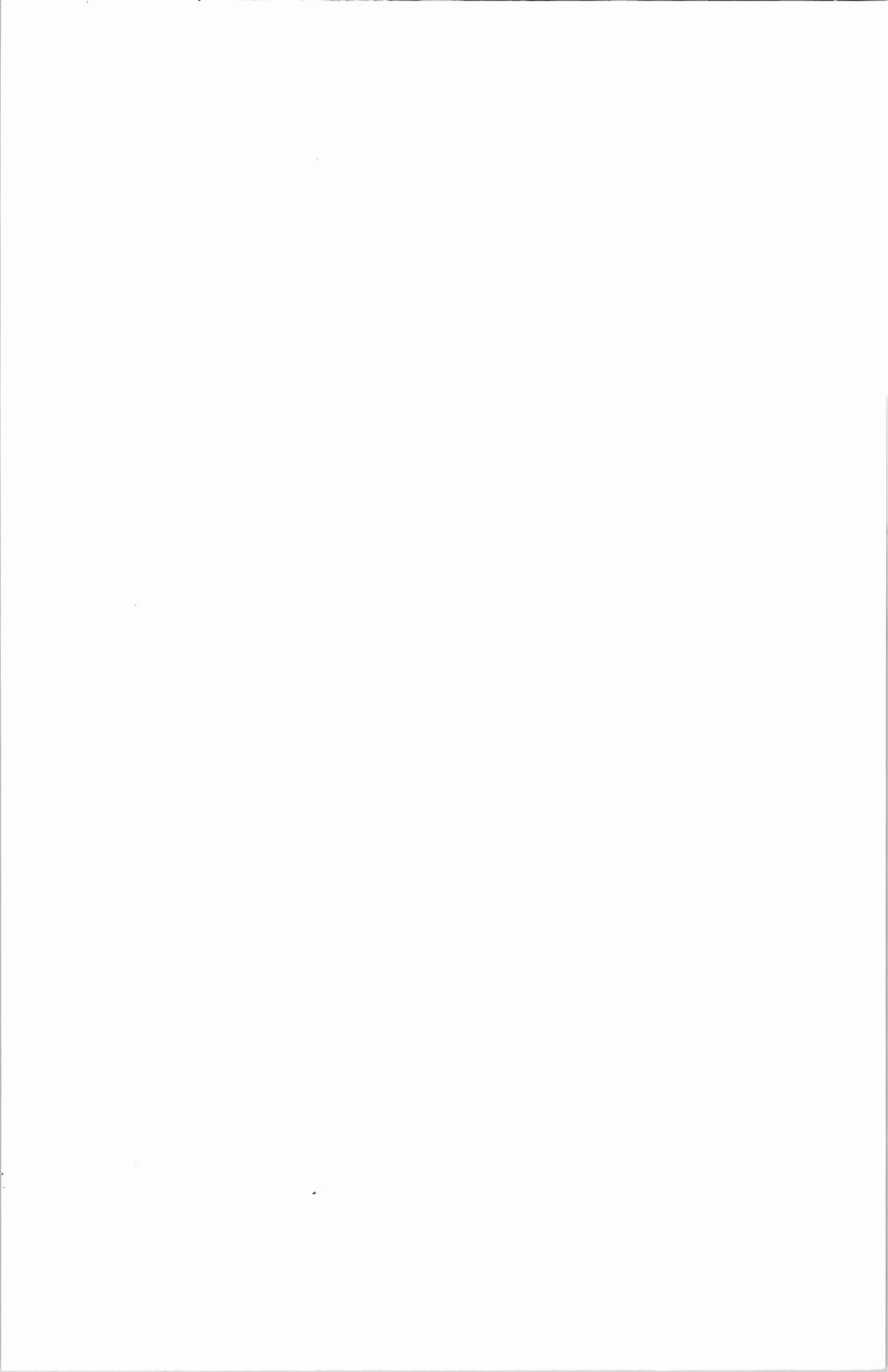
TECHNISCH-PHYSIKALISCHE SAMMLUNG

BAND 4

D. RÖSS

LASER
LICHTVERSTÄRKER UND -OSZILLATOREN





TECHNISCH-PHYSIKALISCHE SAMMLUNG

BAND 4

TECHNISCH-PHYSIKALISCHE SAMMLUNG

HERAUSGEGEBEN VON

PROF. DR. PHIL. HABIL. RUDOLF SEWIG

FRANKFURT AM MAIN

BAND 4



AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
FRANKFURT AM MAIN 1966

LASER
LICHTVERSTÄRKER UND -OSZILLATOREN

VON

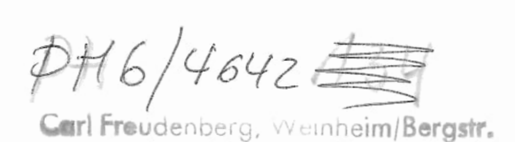
DR. DIETER RÖSS

MÜNCHEN

MIT 282 ABBILDUNGEN UND 4 TABELLEN

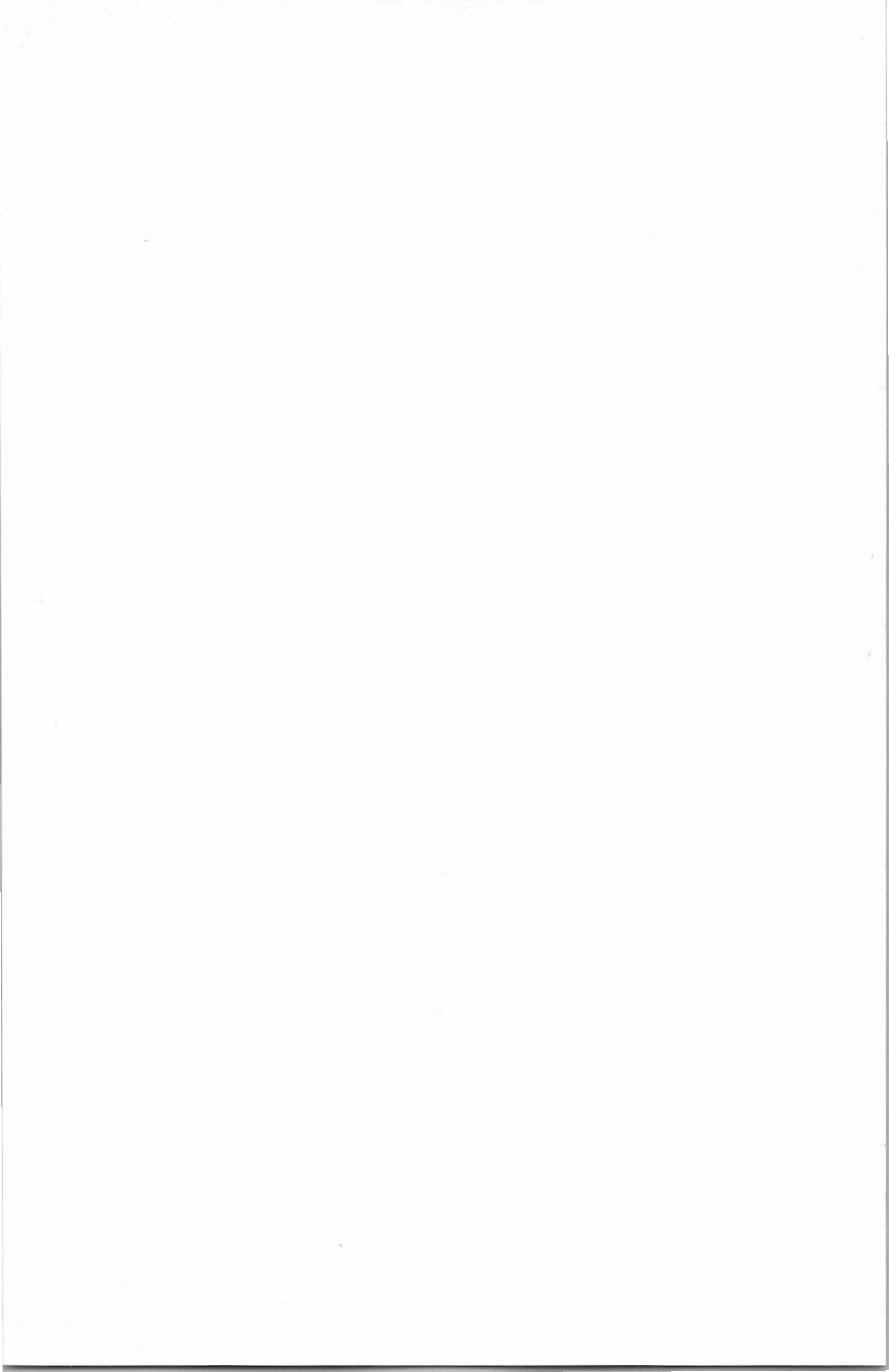


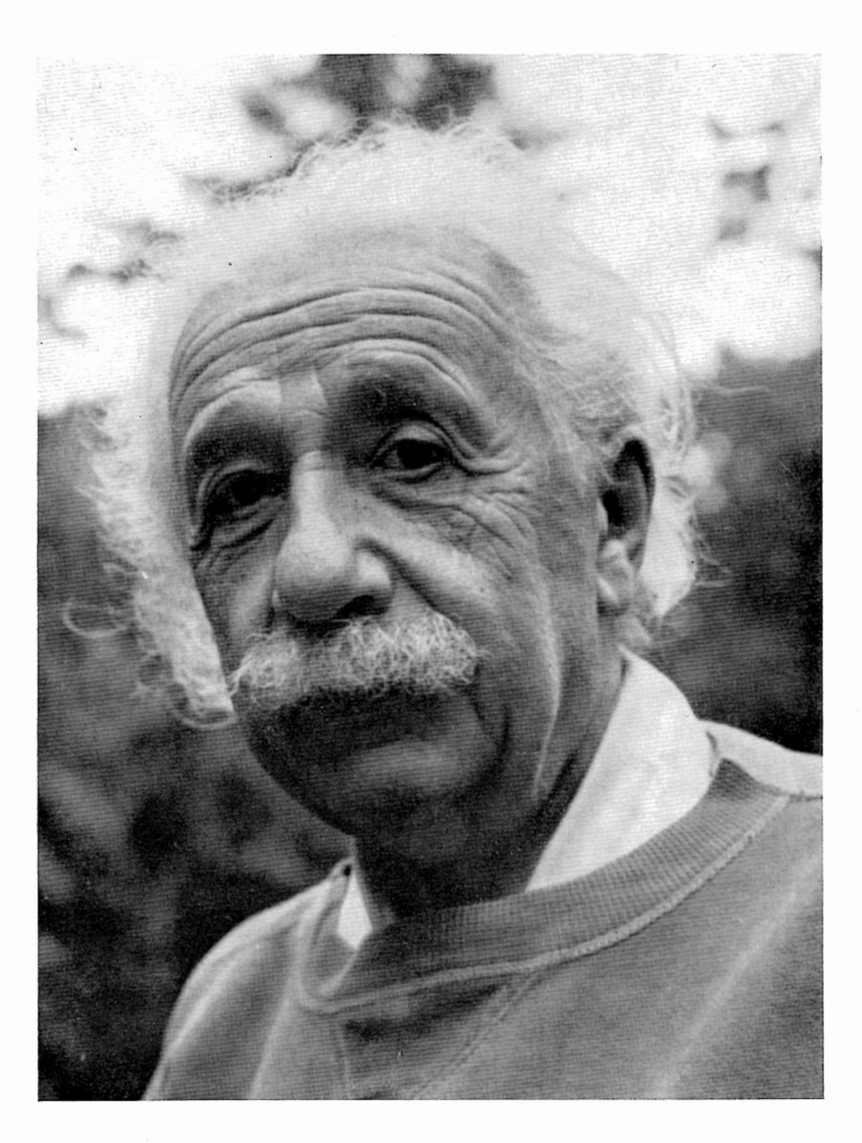
AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT
FRANKFURT AM MAIN 1966



Printed in Germany

Herstellung: Satz und Druck L. C. Wittich, Darmstadt



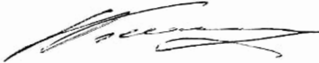


A. Einstein.

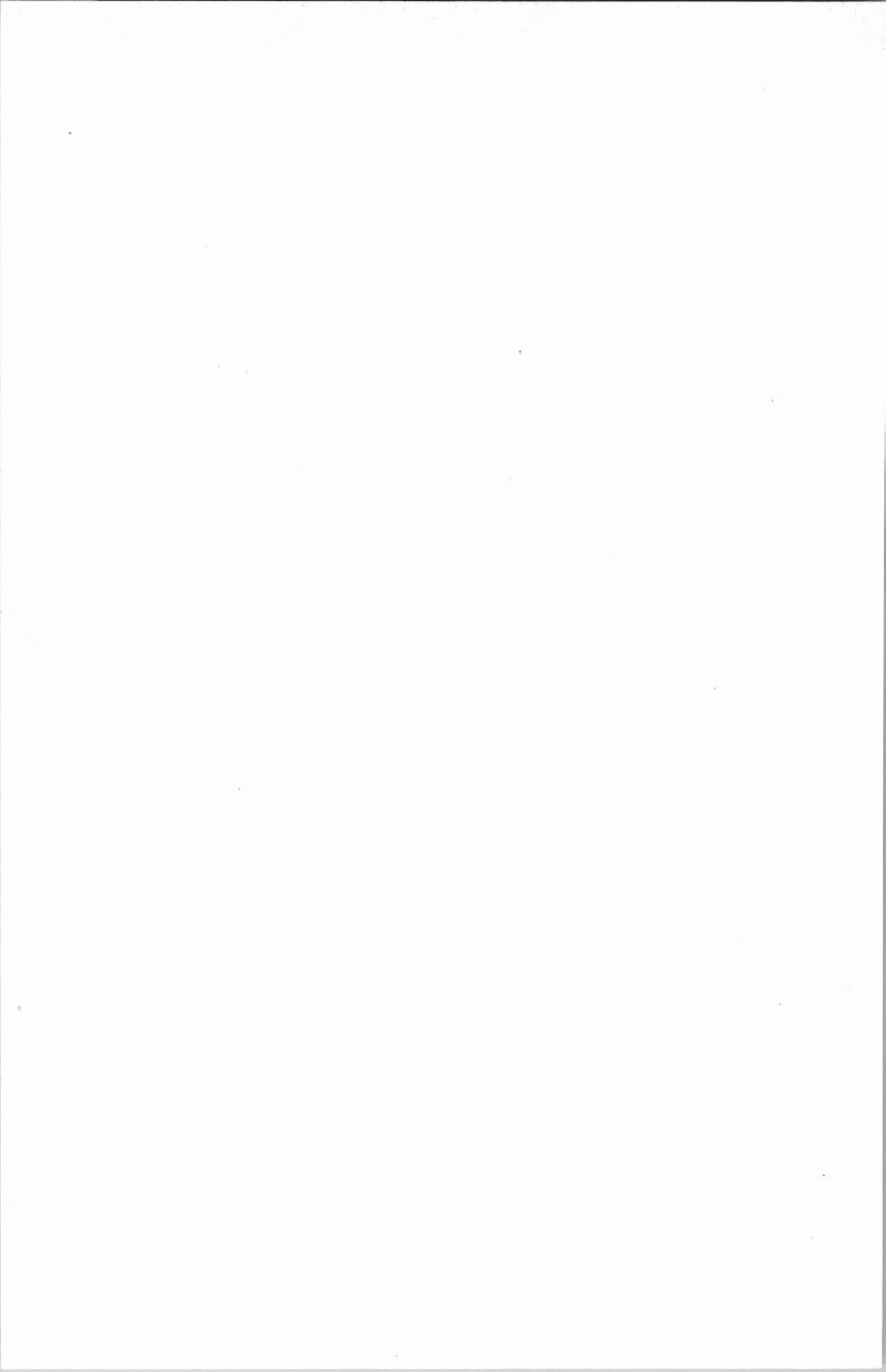








C. H. Townes; N. G. Basov; A. M. Prokhorov
Nobelpreisträger für Physik 1964



Vorwort

„Laser", die Verstärkung von kohärentem Licht durch stimulierte Emission, wurde erstmals im Jahre 1960 experimentell beobachtet. In der kurzen Zeit von fünf Jahren hat sich daraus ein eigenes Gebiet der Physik und Technik entwickelt, das in unerhörtem Tempo wächst und sich bereits wieder in zahlreiche Einzelgebiete aufspaltet.

Nachdem es längere Zeit so schien, als seien die physikalischen Neuentdeckungen unserer Zeit in ihrer Komplexheit nur noch dem spezialisierten Forscher zugänglich, wurde hier ein großer, „klassischer" Effekt erschlossen, der, unmittelbar sichtbar und demonstrierbar, einen starken Reiz nicht nur auf den Wissenschaftler und Techniker, sondern auch auf den Laien ausübt.

Obwohl keine unmittelbare technische Anwendbarkeit des neuen Prinzips sichtbar war, wurde in zahlreichen Laboratorien der wissenschaftlichen Institutionen und der Industrie mit größter Intensität die Erforschung der Laser-Effekte aufgenommen; heute dürften mehr als 5000 Wissenschaftler auf der ganzen Welt daran arbeiten. Die erzielten Fortschritte sind erstaunlich genug: Geschaltete Rubin-Impuls-Laser können kurzzeitig Lichtblitze mit Leistungen von 10^9 Watt erzeugen; nahezu 1000 Laserübergänge in Gasen, Kristallen und Halbleitern mit Wellenlängen zwischen 0,2 und 350 μm sind bekannt; es ist möglich, die wichtigsten Lasermaterialien, einschließlich Rubin, auch kontinuierlich anzuregen; Dauerleistungen von 10 W mit Wirkungsgraden von einigen Prozent werden mit Übergängen in Gaslasern erreicht.

Die Vielfalt der experimentellen Beobachtungen und der theoretischen Untersuchungen führte zu einer Flut von Originalpublikationen, die auch für den Fachmann immer unübersichtlicher wird. Andererseits haben sich allmählich klare Vorstellungen über die Funktion von Laserverstärkern und Laseroszillatoren herausgebildet, die, unabhängig von der jeweiligen Ausführungsform, die neuen Phänomene allgemein beschreiben.

In diesem Buch wird versucht, einen Gesamtüberblick über das Gebiet Laser zu geben. Die typischen Eigenschaften von Lasern werden unter Abstraktion von den besonderen Bedingungen spezieller

Anordnungen systematisch und synthetisch aufgebaut. Der Weg führt von der Verstärkung durch stimulierte Emission und der Diskussion der Inversionsverfahren über Wanderfeld- und Resonanzverstärker zu Laseroszillatoren, zu den Eigenmoden optischer Resonatoren, den Methoden der Modenselektion, den Einschwingvorgängen und der Steuerung von Laseroszillatoren sowie zu optischen Pumpanordnungen. Spezielle Ausführungsformen — Gaslaser, Halbleiter- und Festkörperlaser — werden jeweils als numerische Beispiele untersucht. Eine tabellarische Übersicht beschreibt die zum Zeitpunkt der Drucklegung bekannten Laserübergänge und Lasermaterialien. Eine eingehende Darstellung der diskutierten Laseranwendungen würde den gegebenen Rahmen gesprengt haben; wir beschränken uns auf eine Einführung mit ausführlichen Literaturhinweisen.

Wenn auch ein systematischer Aufbau in der Art eines Lehrbuches für eine Straffung des Stoffes sinnvoll erschien, so kann doch heute noch nicht eine dementsprechende Siebung der Originalliteratur vorgenommen werden; zu viele Fragen sind noch nicht geklärt, und manche der gewählten Darstellungen werden sich als nur vorübergehend verwendbare Hypothesen erweisen. Es erschien unerläßlich, die Originalliteratur weitgehend vollständig — mit über 3000 Titeln — zu zitieren. Eine durchgehende Würdigung dieser Arbeiten im Text hätte das Buch unleserlich werden lassen; die Übersicht wurde durch Zusammenfassung der nicht direkt verwendeten Literaturstellen am Ende einzelner Abschnitte gewahrt.

Es war das Ziel, das Thema möglichst anschaulich zu gestalten. Modellmäßige Beschreibungen wurden einer abstrakt mathematischen Darstellung vorgezogen, wenn dabei auch manche Vereinfachung in Kauf genommen werden mußte. Auf quantenmechanische Betrachtungen wurde verzichtet. Der Anschaulichkeit zuliebe wurden zahlreiche graphische Darstellungen und Bilder verwendet.

Die einzelnen Kapitel sind weitgehend unabhängig voneinander aufgebaut, so daß häufiges Nachschlagen im allgemeinen nicht nötig sein wird.

Die Gleichungen und Bilder sind jeweils kapitelweise, die Literaturstellen in alphabetischer Reihenfolge nach dem erstgenannten Autor durchnumeriert.

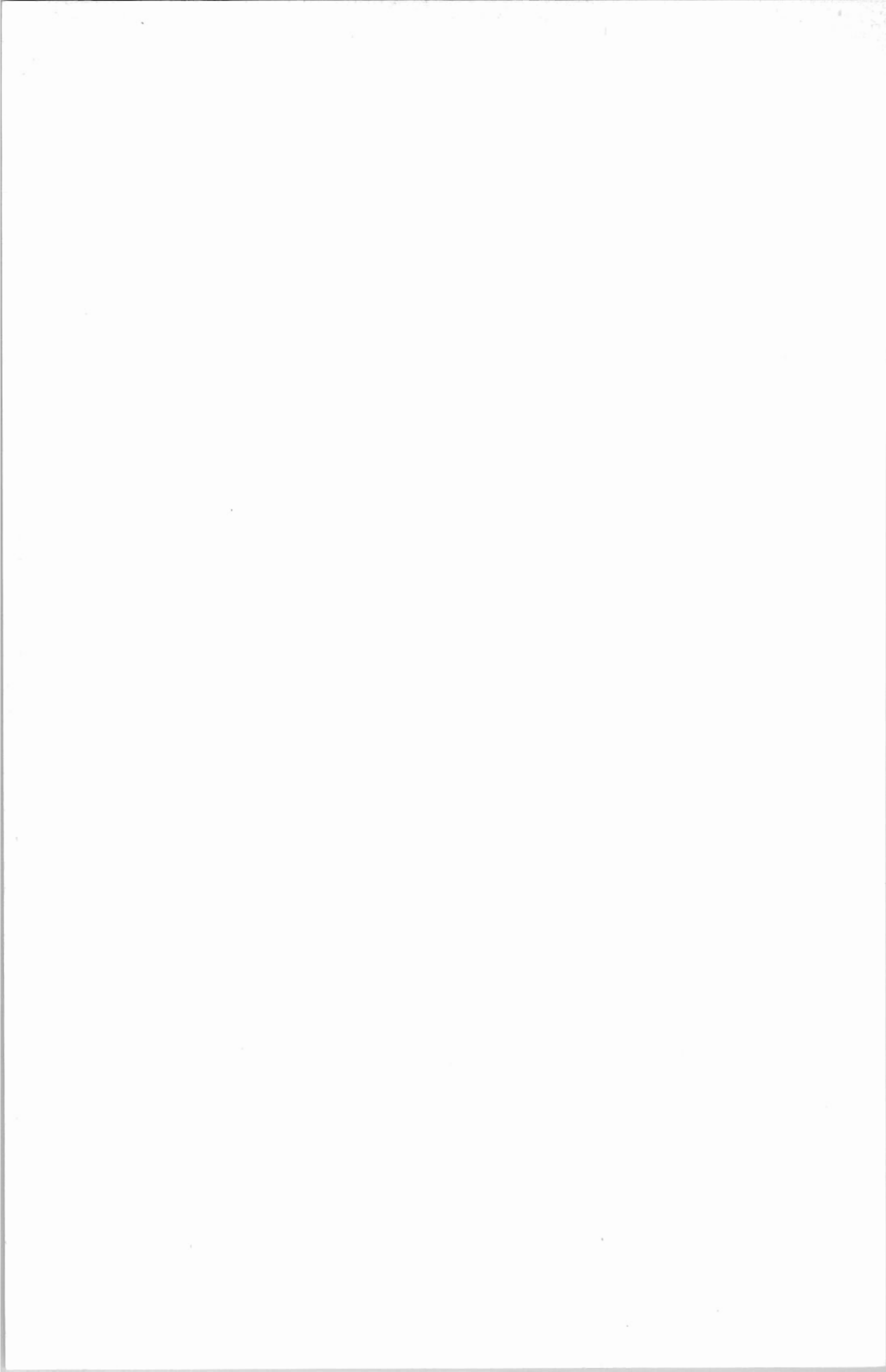
Das Buch wurde während meiner Tätigkeit im Zentral-Laboratorium der Siemens & Halske AG. verfaßt. Ich danke Herrn Dr. Hölzler, Herrn Dr. Panzerbieter, Herrn Dr. Holzwarth und Herrn

Dr. Euler für die Möglichkeit, diese Arbeit im Rahmen meiner dortigen Aufgaben durchzuführen, und für ihre stetige Unterstützung und Förderung.

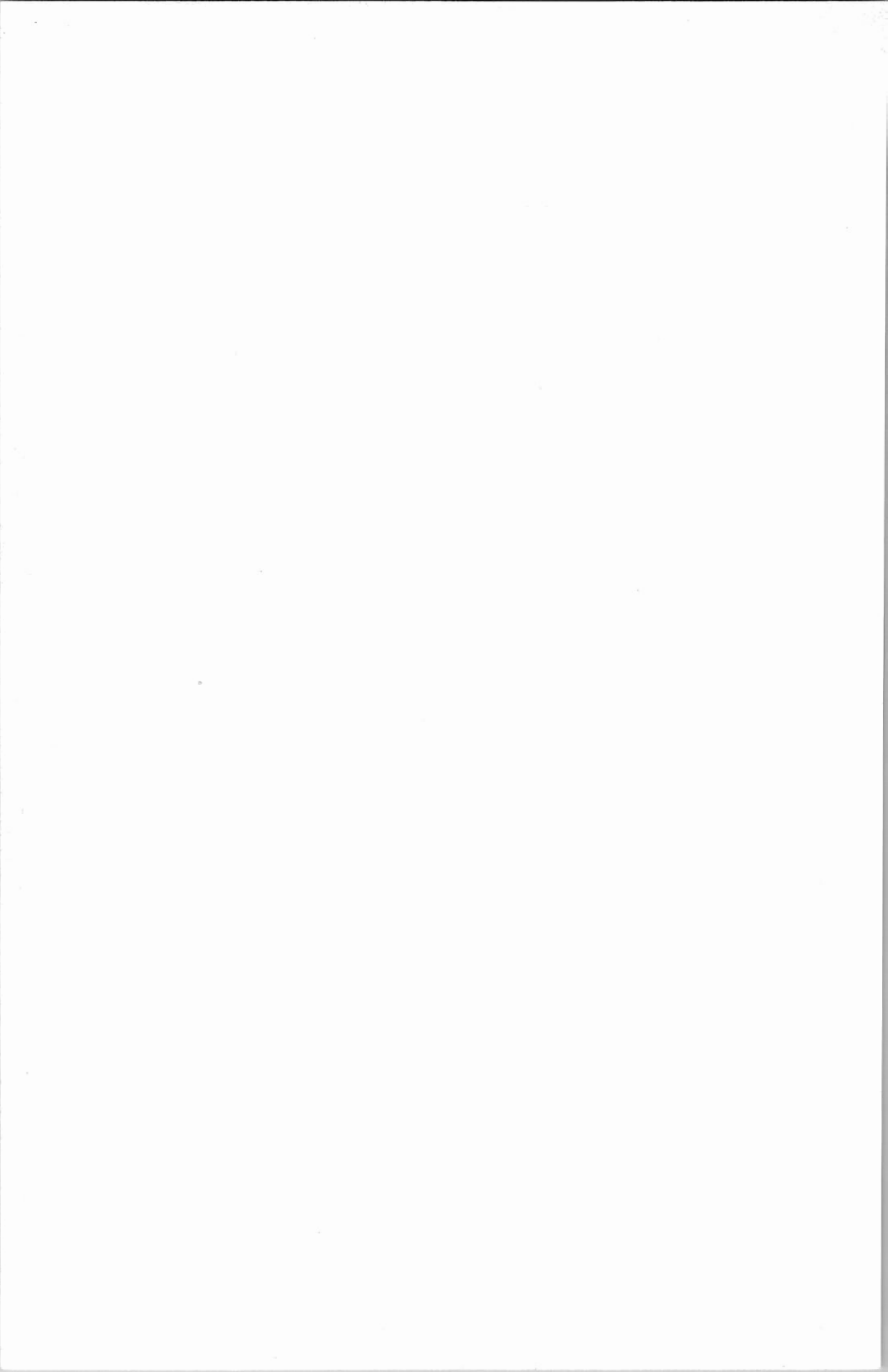
Zahlreiche Helfer haben zum Fortgang der Arbeiten beigetragen; besonderer Dank gebührt Fräulein A. Kranefuß für die Ordnung der Literatur und Frau U. Grützmann für die Fertigstellung des Manuskripts. Herrn Prof. Dr. N. G. Basov bin ich für seine Hilfe bei der Beschaffung der russischen Literatur zu Dank verpflichtet. Der Akademischen Verlagsgesellschaft, dem Herausgeber Herrn Professor Dr. Sewig und dem Lektor Fräulein Kukulies gebühren Dank für die intensive Hilfe bei der Drucklegung und für die sorgfältige Ausführung des Druckes. Meiner Frau danke ich für die während der Abfassung des Manuskriptes erwiesene liebevolle Aufmunterung und Geduld.

Die Ausarbeitung dieses Werkes hat mir neben der unerläßlichen Mühe großes Vergnügen bereitet. Möge es für den Leser eine erfreuliche Lektüre und ein nützlicher Helfer sein!

München, im Herbst 1965 D. Röss



Inhaltsverzeichnis



1. Historische Übersicht

In seiner berühmten Arbeit „Zur Quantenmechanik der Strahlung" [686] aus dem Jahre 1917 führte ALBERT EINSTEIN den Prozeß der stimulierten Emission ein. Er zeigte, daß sich im thermischen Gleichgewicht aus dem Zusammenspiel von spontaner Emission, stimulierter Emission und stimulierter Absorption die Plancksche Strahlungsformel ergibt. Der erste experimentelle Nachweis stimulierter Emission gelang R. LADENBURG und H. KOPFERMANN 1928 [3131]. Bei Dispersionsmessungen an Gasentladungen beobachteten sie einen negativen Term der Dispersion als Folge stimulierter Emission [1247]. Es dauerte rund 30 Jahre, bis klar erkannt wurde, daß in einem nichtthermischen Gleichgewicht mit Hilfe der stimulierten Emission eine Verstärkung und kohärente Erzeugung elektromagnetischer Strahlung möglich ist.

Der experimentelle Nachweis einer Inversion an dem Kernspin-System von Lithiumfluorid durch E. M. PURCELL und R. V. POUND im Jahre 1950 [1994] führte an verschiedenen Stellen zu Spekulationen über Mikrowellenverstärker mit stimulierter Emission.

In einer 1959 bekanntgewordenen Patentschrift aus dem Jahre 1951 [707, 709] schlug V. A. FABRIKANT vor, „elektromagnetische Strahlung dadurch zu verstärken, daß sie ein Medium durchläuft, in dem durch eine Hilfsstrahlung oder durch andere Mittel eine im Vergleich zum thermischen Gleichgewicht überwiegende Besetzung höherer Energiezustände erzeugt wird" [1281]. In den Jahren 1953 bis 1955 veröffentlichten J. WEBER [2545], N. G. BASOV und A. M. PROKHOROV [141, 179, 2707, 3104, 3107, 3108] Vorschläge für die Verwirklichung eines solchen Verstärkers.

C. H. TOWNES, der schon 1951 mit seinen Mitarbeitern an der Columbia-University (Fußnote bei [45]) die Möglichkeit eines solchen Verstärkers diskutiert hatte, verhalf 1954 zusammen mit I. P. GORDON und H. J. ZEIGER mit der Beschreibung des Ammoniak-Gasstrahl-Oszillators der neuen Technik zum Durchbruch [924]. Er prägte für diesen Verstärkertyp die Bezeichnung „MASER" als Acronym für „microwave amplification by stimulated emission of radiation" [925, 2230].

Die geringe Bandbreite der Ammoniak-Linie war für die Verwendung des Maser-Oszillators als Frequenzstandard besonders günstig,

schränkte jedoch die Anwendbarkeit eines solchen Masers als Verstärker für Mikrowellen stark ein. Versuche, die breiteren Linien der Elektronenspin-Systeme paramagnetischer Kristalle durch die aus der Methode der Kern-Induktion [266, 2536] bekannten Verfahren zu invertieren [504, 505], führten 1957 zum ersten gepulsten Festkörper-Maser-Oszillator mit 2-Niveau-System [721]. Inzwischen hatte N. Bloembergen 1956 die 3-Niveau-Methode diskutiert [272], die es ermöglicht, in einem Festkörper durch Zufuhr einer von der Signalfrequenz unabhängigen Pumpenergie eine kontinuierliche Inversion aufrechtzuerhalten. Schon vorher wurde die 3-Niveau-Methode von Basov und Prokhorov für Gas-Maser vorgeschlagen [3108]. H. Scovil, G. Feher und N. Seidel konnten 1957 einen nach dem Bloembergenschen Vorschlag aufgebauten Maser in Betrieb nehmen [2198]. In den folgenden Jahren wurde insbesondere der Rubin-Maser [1602] in Form des von Scovil und Mitarbeitern untersuchten Wanderfeld-Masers [596, 2189, 2409, 2526] zu einem technisch einsatzfähigen, extrem rauscharmen Mikrowellen-Verstärker entwickelt.

Die Erweiterung des Maser-Prinzips auf den optischen Bereich wurde 1958 von A. L. Schawlow und C. H. Townes [3135] theoretisch untersucht. Sie zeigten, daß es möglich ist, in Multimode-Resonatoren einzelne Moden zu kohärenten Schwingungen anzuregen [siehe auch 629] und schätzten für verschiedene Termsysteme von Festkörpern und Gasen die Anregungsschwelle ab. Die Inversion der ebenfalls diskutierten Fluoreszenzterme von Rubin schien wegen ihres 3-Niveau-Systems außerhalb der experimentellen Möglichkeiten zu liegen [2155]. Durch Verwendung einer gepulsten Hochleistungsblitzlampe als Pumpquelle gelang es 1960 T. H. Maiman, diese Schwierigkeit zu überwinden. In der Emission eines einen Fabry-Perot-Resonator bildenden, verspiegelten Rubinwürfels konnte er den Einsatz einer stimulierten Lichtlawine an einer Verkürzung der Fluoreszenz-Lebensdauer und einer Herabsetzung der Fluoreszenzbandbreite nachweisen [1586, 1585, 1589]. In Analogie zu dem Begriff „Maser“ prägte Maiman für seine Anordnung die Bezeichnung „Laser“ als Abkürzung für „light amplification by stimulated emission of radiation“. A. L. Schawlow, R. J. Collins und Mitarbeiter beobachteten kurz darauf in einem verspiegelten Rubinstab den Einsatz kohärenter Schwingungen mit scharfgebündelter Emission in einer ähnlichen Anordnung [495]. Der 1959 von A. Javan vorgeschlagene Helium-Neon-Gas-Laser [1194] führte wenig später zum ersten kontinuierlichen Laser-Betrieb [1197].

Auch in der UdSSR wurde die Möglichkeit von Submillimeter-Masern, insbesondere im Lebedev-Institut in Moskau, intensiv theoretisch untersucht [132, 160, 1527, 2012, 2705, 2977, 3137]. FABRIKANT und andere konnten in verschiedenen Gasgemischen eine Inversion nachweisen [18, 420], jedoch keinen funktionsfähigen Laseroszillator beschreiben. (Eine Übersicht über die russischen Arbeiten aus dieser Zeit findet man bei S. KASSEL [1281]).

In den folgenden Jahren wurde Laser zu einem Studienobjekt zahlreicher Laboratorien. Die Entdeckung einer Vielzahl von Festkörpermaterialien mit Lasereigenschaften, insbesondere der fluoreszierenden seltenen Erden, sowie einer Unzahl von Laserübergängen in Gasen, lassen es nachträglich als wahrscheinlich gelten, daß Laser auch ohne den Weg über Maser hätten entdeckt werden können. Im Herbst 1962 wurde das Gebiet durch die Beschreibung der ersten Halbleiter-Laser noch einmal wesentlich erweitert [1004, 1795, 1997]. Theoretisch war diese Gruppe von Lasern schon vorher von verschiedenen Seiten vorgeschlagen und diskutiert worden [1094, 160, 416, 1447, 1449, 1527, 144, 155, 156, 223, 235, 663, 2705, 3137].

Für ihre grundlegenden Arbeiten wurden 1964 C. H. TOWNES, N. G. BASOV und A. M. PROKHOROV mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Russische Arbeiten über Maser, die häufig in Laserpublikationen zitiert werden: **122, 133, 134, 135, 136, 153, 166, 167, 169, 171, 172, 174, 177, 178, 181, 183, 657, 1272, 1273, 1402, 1403, 1404, 1405, 1648, 1650, 1764, 1846, 1948, 1992, 1993, 2344, 2345, 2376, 2377, 2378, 2650.**

2. Eigenschaften von Licht; Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie

2.1. Moden der schwarzen Strahlung

Im charakteristischen Gegensatz zu Mikrowellen-Molekularverstärkern sind die Abmessungen von Laserverstärkern und Laseroszillatoren groß gegen die Wellenlänge der verstärkten elektromagnetischen Wellen. Sie können sich in ihnen daher in Form gerichteter Strahlen ausbreiten. In einem Laserverstärker, der etwa nach Bild (2—1) aus einem

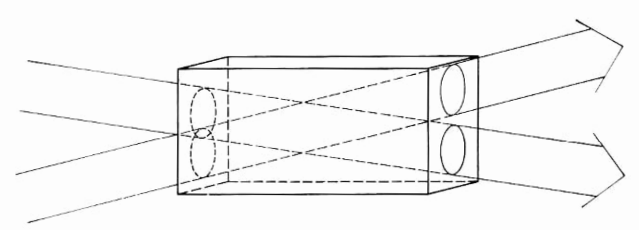


Bild 2—1 Existenzfähigkeit getrennter Strahlenbündel im Verstärkervolumen V für $V \gg \lambda^3$

rechteckigen Kristall besteht, können verschiedene Signalwellen unterschiedlicher Richtung gleichzeitig eingespeist und am Ausgang wieder getrennt abgenommen werden. Die Anzahl der unterscheidbaren Richtungen ist durch die Beugung begrenzt. Die Richtung zweier Strahlen muß sich mindestens um den Beugungswinkel einer ebenen Welle unterscheiden, damit die Strahlen am Ausgang noch getrennt werden können. Bei einer beugenden Öffnung von einer Flächeneinheit ist der Beugungswinkel von der Größenordnung $\left(\frac{\lambda}{d}\right)^2 = \lambda^2$. Im Raumwinkel 4π können also $4\pi/\lambda^2$ Wellen nach der Richtung in der Raumeinheit unterschieden werden.

Eine ähnliche Begrenzung der Unterscheidbarkeit besteht für die Frequenzen von Wellen gleicher Richtung. Wir wollen in einem gegebenen Zeitpunkt durch eine Messung im Innern des Verstärkers die Frequenz einer ihn durchsetzenden monochromatischen Strahlung der Frequenz ν bestimmen. Die Meßstrecke l schneidet nach Bild (2—2) aus

dem monochromatischen Wellenzug ein Stück der zeitlichen Dauer $\Delta t = \frac{l}{c}$, der Durchlaufzeit der Strecke, heraus. Eine zeitlich begrenzte Sinuswelle der Dauer Δt hat die endliche spektrale Breite $\delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t} = \frac{c}{l}$. Durch die Messung können zwei Frequenzen nur dann unterschieden werden, wenn ihre Frequenzen sich um mehr als $\delta\nu$ unterscheiden.

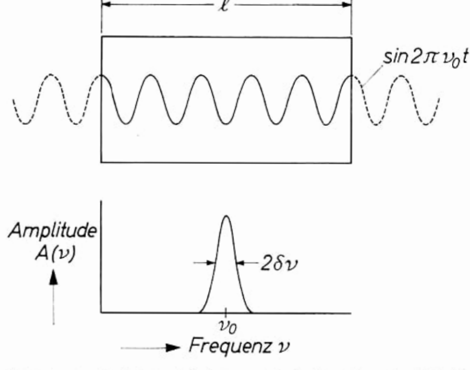


Bild 2—2 Endliche Meßgenauigkeit der Bandbreite $\delta\lambda$ einer auf die Länge l beschränkten Sinusfunktion $\delta\lambda \approx \frac{1}{\Delta t} = \frac{c}{l}$

Im Frequenzintervall $\Delta\nu$ sind daher $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{l}{c}\Delta\nu$ Frequenzen unterscheidbar, auf der Längeneinheit $\Delta\nu/c$.

Wenn wir noch berücksichtigen, daß bei gegebener Richtung und Frequenz zwei Wellen unterschiedlicher Polarisation unterscheidbar sind, bekommen wir für die Zahl der in der Raumeinheit definierbaren Wellen:

$$\frac{p_0}{V} = 2 \cdot \frac{4\pi\nu^2}{c^2} \frac{\Delta\nu}{c} \tag{2—1a}$$

Unterscheidbare Polarisationen Richtungen Frequenzen

$$\frac{p_0}{V} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\Delta\nu. \tag{2—1b}$$

p_0 wird als Modenzahl im Volumen V und im Frequenzbereich $\Delta\nu$ bezeichnet; $\frac{p_0}{V\Delta\nu} = p_m$ ist die Modendichte pro Frequenz und Raumeinheit. Ein Mode ist in diesem Sinn eine nach Polarisation, Richtung und Frequenz im Rahmen der Beugungs- und der Lebensdauerbegrenzung definierte Welle. Wie die Ableitung zeigt, ist für c die Lichtgeschwindigkeit $c_0\mu$ zu setzen, mit μ als Brechungsindex des Mediums gegen Vakuum ($c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ cm $\cdot$ s^{-1}).

Da der Begriff des Mode in der Lasertheorie große Bedeutung hat, wollen wir nach dieser plausiblen Ableitung im Wellenbild noch eine

Herleitung im Korpuskelbild aus der Heisenbergschen Unschärferelation betrachten [306].

Wir fragen nach der Anzahl der Quanten, die im Frequenzbereich $\nu + \Delta\nu$ in einem Volumen V unterscheidbar sind. Jedes Quant ist gekennzeichnet durch seine Energie:

$$E = h\nu \tag{2--2}$$

und durch seinen Impuls:

$$\mathfrak{p} = \frac{h\nu}{c} \cdot \mathfrak{n}. \tag{2--3}$$

Ort und Impuls des Quants können nur innerhalb der durch die Heisenbergsche Unschärferelation angegebenen Grenzen definiert werden:

$$\begin{aligned} \Delta p_x \Delta x &= h \\ \Delta p_y \Delta y &= h \\ \Delta p_z \Delta z &= h \end{aligned} \tag{2--4}$$

Im Impulsraum ist das Quant innerhalb eines Unsicherheitsvolumens δp definierbar:

$$\delta p = \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = \frac{h^3}{\Delta x \Delta y \Delta z}. \tag{2--5}$$

Alle Quanten liegen im Impulsraum innerhalb einer Kugelschale mit dem Radius $p = \frac{h\nu}{c}$ und der Dicke $dp = \frac{h}{c}\Delta\nu$. Die Anzahl der unterscheidbaren Quanten ergibt sich als Quotient aus dem Volumen der Kugelschale und dem Volumen der Definitionszelle δp zu:

$$M = \frac{4\pi p^2 dp}{\delta p} = \frac{4\pi\nu^2\Delta\nu}{c^3}\Delta x \Delta y \Delta z. \tag{2--6}$$

Wir nehmen als Volumen, innerhalb dessen das Quant definiert sein soll, das Gesamtvolumen V unseres Körpers und erhalten:

$$M = \frac{4\pi\nu^2\Delta\nu}{c^3} \cdot V. \tag{2--7}$$

Da je zwei Quanten pro Elementarzelle δp nach ihrer Polarisationsrichtung unterschieden werden können, folgt im isotropen Fall für die Modenzahl p_0 das bekannte Ergebnis:

$$p_0 = \frac{8\pi\nu^2\Delta\nu}{c^3} \cdot V. \tag{2--8}$$

Die Modenzahl ist also identisch mit der Anzahl der in dem gegebenen Frequenz- und Raumbereich unterscheidbaren Quanten. Es ist instruktiv, diese Zahl wieder zu zerlegen in die Anzahl der unterscheid-

baren Frequenzen und in die der unterscheidbaren Quantenrichtungen. Als spezielles geometrisches Beispiel betrachten wir jetzt einen Zylinder vom Durchmesser d und mit der Länge L. Die Achse des Zylinders sei die x-Richtung. Die Zahl der unterscheidbaren Richtungen ergibt sich im Impulsraum als Quotient der Kugeloberfläche vom Radius p und dem Querschnitt der Unsicherheitszelle:

$$R = \frac{4\pi p^2}{(\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z)^{3/2}} = \frac{4\pi\nu^2}{c^2} \cdot V^{2/3}. \tag{2—9}$$

Wenn wir uns für Quanten interessieren, deren Impuls nahezu parallel zur x-Richtung verläuft, so ist für $V^{2/3}$ der Zylinderquerschnitt $\frac{\pi}{4} d^2$ einzusetzen:

$$R = \pi^2 \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2. \tag{2—10}$$

Der Raumwinkel, innerhalb dessen ein Quant definiert werden kann, ist demnach:

$$\Omega = \frac{4\pi}{R} = \frac{4}{\pi}\left(\frac{\lambda}{d}\right)^2. \tag{2—11}$$

Bis auf einen Faktor von der Größenordnung 1 ist dies der Beugungswinkel einer ebenen Welle an der Endfläche des Zylinders.

Die Zahl der in x-Richtung unterscheidbaren Quanten ist gegeben durch den Quotienten:

$$L = \frac{dp}{\Delta p_x} = \frac{\Delta\nu}{c}\Delta x = \Delta\nu\,\frac{l}{c}. \tag{2—12}$$

Der Frequenzabstand zweier unterscheidbarer Quanten oder, besser gesagt, die Definitionsgenauigkeit eines Quants beträgt:

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{L} = \frac{c}{l}. \tag{2—13}$$

Die Frequenzgenauigkeit wird durch die Lebensdauer des Quants in der Meßstrecke bestimmt.

Die Ableitung zeigt, daß für diese Definition des Mode die Art der Volumenbegrenzung unwesentlich ist; speziell kann das Volumen teilweise offen sein.

Die Moden der schwarzen Strahlung sind nicht diskret, d. h., sie haben nicht genau definierte Frequenzen und Richtungen. Der Modenbegriff sagt lediglich aus, daß es sinnlos ist, von einer Welle mit definierter Richtung und Frequenz eine zweite zu unterscheiden, die sich von ihr nur weniger als der „Modenabstand“ unterscheidet.

Die Modenzahl ist nach Gl. (2—8) proportional dem Quadrat der Frequenz. Im Mikrowellenbereich ist es im allgemeinen möglich, das zu untersuchende Volumen so zu bemessen, daß nur ein einziger Strahlungsmode definiert ist. Im optischen Bereich wird die Anzahl der existenzfähigen Moden in einem Volumen von Kubikzentimetergröße außerordentlich groß. Das folgende Zahlenbeispiel soll dies erläutern. Wir wählen zunächst im Mikrowellengebiet für die Frequenz ν wie für die zu untersuchende Bandbreite $\Delta\nu$ einen Wert von $10^{10} s^{-1}$. Damit ergibt sich p_0/V in der Größenordnung von 1. Im optischen Fall erhalten wir bei einer Frequenz von $10^{14} s^{-1}$ und einer Bandbreite von ebenfalls $10^{10} s^{-1}$ in einem Volumen von 1 cm^3 bereits 10^8 verschiedene Moden. Davon sind auf der Längeneinheit $\frac{\Delta\nu}{c} \approx 0{,}3$ Frequenzen unterscheidbar; das bedeutet, daß wir in diesem Beispiel keine Trennung von Wellen nach ihrer Frequenz vornehmen können. Die Unterscheidbarkeit ist hier im wesentlichen durch die Richtungstrennung gegeben.

2.2. Moden in reflektierenden Volumina

Wir betrachten jetzt einen Körper, der durch teilweise reflektierende Flächen abgeschlossen ist. An der Zahl der unterscheidbaren Strahlenrichtungen ändert sich durch die Verspiegelung nichts, da die Beugungseffekte davon unabhängig sind.

Die Reflexion der Begrenzungsflächen führt zu einer vergrößerten Laufzeit der Welle in dem Material. Bei einer Reflexion R ist die mittlere Zahl der Umläufe gleich $\frac{1}{1-R}$ und die Lebensdauer eines Quants im Volumen ist gleich $\Delta t = \frac{l}{c(1-R)}$. Dementsprechend ist die Definitionsgenauigkeit der Frequenz um den Faktor $\frac{1}{1-R}$ gegenüber einem offenen Volumen erhöht. Die „Bandbreite" eines Mode hat jetzt die Größenordnung $\frac{c}{l(1-R)}$.

Die Verspiegelung erzeugt eine Frequenzabhängigkeit der Transmission durch Interferenz der an den Begrenzungsflächen reflektierten Teilwellen. Der Körper hat Maxima der Transmission für solche Wellen, die Eigenschwingungen sind, d. h., die in seinem Inneren eine stationäre Amplituden- und Phasenverteilung haben. Im Rahmen der geometrischen Optik sind dies Strahlen, die zu geschlossenen Umläufen

führen; die Eigenschwingungen sind stehende Wellen. Die Abzählung der Eigenschwingungen gibt für die Zahl in der Volumeneinheit wieder die Modendichte p_0/V, dies gilt für alle Eigenschwingungsprobleme, z. B. auch für mechanische Schwingungen [306].

Die Eigenschwingungen eines reflektierenden Körpers bezeichnet man als seine Resonatormoden, genauer bei nicht allseitig vollständig reflektierenden Wänden als seine Quasimoden. Im wesentlichen Unterschied zu den Moden der Strahlung in einem offenen Volumen sind die Resonatormoden diskret; jedem Mode kommt eine definierte Mittenfrequenz und Richtung zu. Wir wollen dies am einfachsten Beispiel demonstrieren. In Bild (2—3) ist ein an den beiden Endflächen

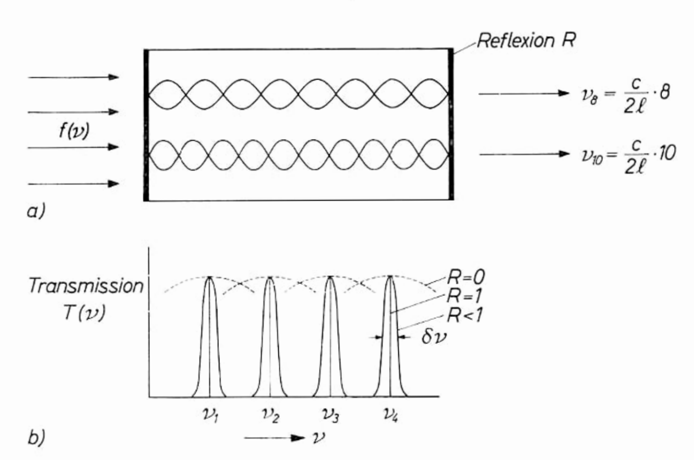


Bild 2—3 Resonatormoden eines eindimensionalen optischen Resonators;
a) die Länge des Resonators muß ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge sein.
b) Frequenzspektrum der Transmission

verspiegelter Stab aufgezeichnet. Die Endflächen sind parallel und bilden ein Fabry-Perot-Interferometer. Für Wellen, die senkrecht auf die Endflächen auftreffen, lautet die Bedingung für die Eigenschwingungen:

$$k \frac{\lambda}{2} = l. \qquad k = 1, 2, 3 \ldots \tag{2—14}$$

Die Eigenfrequenzen folgen daraus zu:

$$\nu_k = \frac{c}{2l} k. \tag{2—15}$$

Der Frequenzabstand benachbarter Eigenschwingungen gleicher Richtung, d. h. von stehenden Wellen mit einer um 1 unterschiedlichen

Zahl k von Halbwellen auf der Länge l, folgt aus den Bedingungen:

$$k\frac{\lambda}{2} = l \tag{2–16}$$

$$(k-1)\left(\frac{\lambda + \Delta\lambda}{2}\right) = l$$

zu

$$\Delta\nu = \frac{c}{2l}. \tag{2–17}$$

Der Abstand der Resonatormoden ist halb so groß wie die Definitionsgenauigkeit eines Mode der schwarzen Strahlung. Dies ist plausibel, da für die Definition einer stehenden Welle zwei Quanten entgegengesetzter Richtung vorausgesetzt werden; die Definitionsstrecke beträgt $2l$.

Die Bandbreite eines Quasimode folgt größenordnungsmäßig aus der Lebensdauer zu:

$$\delta\nu = \frac{c}{l}\,\frac{1}{1-R} = \frac{2\Delta\nu}{1-R}. \tag{2–18}$$

Wir können jetzt den Übergang von einem offenen Volumen zu einem optischen Resonator verfolgen: Bei fehlender Reflexion ($R = 0$) ist die Bandbreite eines Quasimode gleich dem doppelten Modenabstand; die Moden überlappen sich und sind nicht nach Frequenz (und Richtung) wohldefiniert. Mit wachsender Reflexion wird die Bandbreite der Resonatormoden klein gegen ihren Abstand; die Quasimoden werden in Frequenz (und Richtung) diskret. Bei fehlenden Verlusten ($R = 1$) sind die Moden scharf definiert und haben verschwindend kleine Bandbreite. Der Resonator ist für Strahlen einer Richtung nur in schmalen Frequenzbändern, die nach Gl. (2–15) ein äquidistantes Modenspektrum bilden, transparent. Alle anderen Frequenzen werden vollständig reflektiert.

Wir wollen uns hier mit dieser vereinfachten Betrachtung begnügen und werden die Moden optischer Resonatoren weiter unten genauer untersuchen (Kap. 6 u. 9).

2.3. Kohärenz und Rauschen

Natürliches Licht entsteht rauschartig als statistische Emission untereinander unabhängiger, angeregter Atome. Das Wellenfeld einer natürlichen Lichtquelle ist weitgehend inkohärent, d. h., die Amplituden

und Phasen in verschiedenen Punkten sind nicht miteinander verknüpft.

Wir unterscheiden zwei verschiedene Arten der Kohärenz. Nach Bild (2—4a) stellen wir in gleichem Abstand von der Lichtquelle zwei

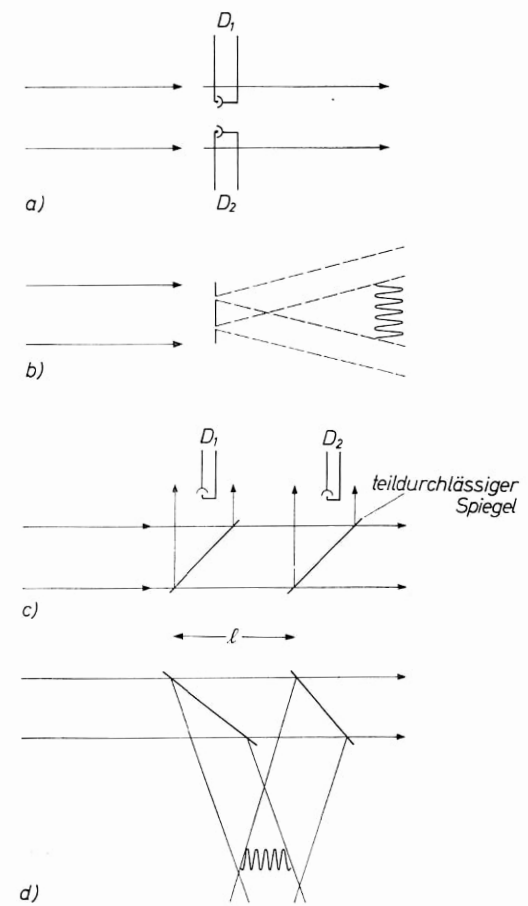


Bild 2—4 Messung der räumlichen Kohärenz aus der Korrelation von zwei Detektoren (a) und mit Doppelspaltinterferenz (b);
Messung der zeitlichen Kohärenz aus der Korrelation von zwei Detektoren (c) und mit Zweistrahlinterferenz (a)

Detektoren auf und untersuchen ihr Signal auf eine Korrelation; deren Betrag ist ein Maß für die „räumliche Kohärenz" der Strahlung. In einfacher Weise kann der Versuch optisch mit einem Doppelspalt nach Bild (2—4b) durchgeführt werden. Räumliche Kohärenz führt zu den typischen Doppelspaltinterferenzen, während bei mangelnder räum-

licher Kohärenz höchstens die davon unterschiedlichen Interferenzbilder zweier unabhängiger Spalte erscheinen.

Die Untersuchung der „zeitlichen Kohärenz" wird nach Bild (2—4c) vorgenommen. Mit zwei teilweise reflektierenden Spiegeln koppeln wir Licht in unterschiedlicher Entfernung von der Quelle in zwei Detektoren und untersuchen die Korrelation ihrer Signale. Optisch wird der Versuch mit zwei geneigten Spiegeln im Strahlengang ausgeführt. (Bild 2—4d). Zeitliche Kohärenz führt zu Interferenzen im Durchdringungsgebiet der beiden Strahlen. Durch Vergrößern des Spiegelabstandes können wir die „Kohärenzlänge" L bestimmen, innerhalb der Interferenzen auftreten. Ihr entspricht eine „Kohärenzzeit" L/c. Die Kohärenzzeit ist von der Größenordnung der reziproken Bandbreite des Lichtes. Die Kohärenzlänge liegt dementsprechend bei natürlichen Linienstrahlern in der Größenordnung von Millimetern bis zu einigen 10 Zentimetern.

Wir wollen auf die Probleme der Kohärenz und des Rauschens, die durch die Entwicklung des Lasers zu einer umfangreichen Diskussion geführt haben, hier nicht weiter eingehen und verweisen auf die Monographie von W. H. Louisell [1508], auf die grundlegenden experimentellen Arbeiten von R. H. Brown und R. Q. Twiss [373, 374, 375] sowie auf die unten aufgeführten Originalarbeiten.

Einige für Laser wichtige praktische Grundsätze wollen wir noch kurz anmerken:

Kohärenz setzt nicht voraus, daß die beiden Signale gleiche Frequenz haben; eine Welle und ihre Oberwellen sind z. B. vollständig kohärent.

Strahlung in einem Mode ist räumlich kohärent. Wenn wir z. B. nach Bild (2—5a) durch eine Blende der Breite d den Beugungswinkel $\alpha = \frac{\lambda}{d}$ definieren, dann ist die Strahlung innerhalb dieses Winkels räumlich kohärent. Eine zweite Blende d im Abstand l wird kohärent ausgeleuchtet, wenn die Beziehung gilt $\frac{d}{l} = \frac{\lambda}{d}$. Mit $N = \frac{d^2}{l\lambda}$ lautet die kohärenzerzeugende Bedingung $N = \frac{d^2}{l\lambda} \approx 1$. Die Fresnelzahl N muß in der Größenordnung von 1 sein. Nach dieser Methode arbeitet man stets, wenn mit natürlichen Lichtquellen Beugungsversuche durchgeführt werden sollen.

In entsprechender Weise kann man zeitliche Kohärenz mit Hilfe eines optischen Resonators erzeugen (Bild 2—5b). Licht, das ein Fabry-

Perot-Interferometer in den Resonatormoden verläßt, hat eine gegenüber dem auftreffenden Licht erhöhte zeitliche Kohärenz.

Diese beiden Methoden der Kohärenzerzeugung arbeiten mit einem Aussortierungsprozeß und sind mit außerordentlich hohen Lichtver-

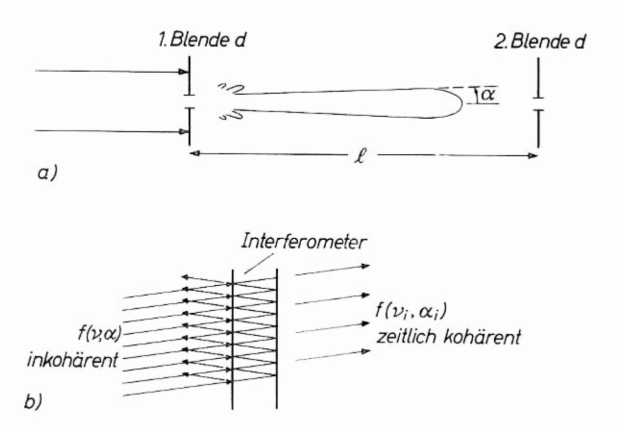


Bild 2—5 Kohärenzerzeugende Anordnungen

a) Erzeugung räumlicher Kohärenz durch ein Blendensystem. Die Blende 2 wird kohärent ausgeleuchtet, wenn sie ganz im nullten Beugungsmaximum der ersten Blende liegt.

b) Erzeugung zeitlicher Kohärenz durch ein Fabry-Perot-Interferometer. Für diskrete Richtungen und Frequenzen hat das Ausgangslicht eine längere Kohärenzzeit als das Eingangslicht.

lusten verbunden. In Laseroszillatoren wird dagegen die gesamte Strahlung bereits zeitlich und räumlich kohärent erzeugt.

Die Amplitude von natürlichem Licht schwankt rauschartig mit Gaußscher Amplitudenverteilung. Wegen der quantenhaften Natur des Lichtes entspricht einem ideal rauscharmen Lichtstrom ein statistisch verteilter Quantenfluß, in dem keine zeitlichen oder örtlichen Häufungen auftreten (also nicht etwa eine Anhäufung in Wellenbergen und eine Verminderung in Wellentälern). Die Emission eines gesättigten Ein-Moden-Laseroszillators ist weitgehend ideal rauschfreies Licht mit konstanter Amplitude.

Literatur über Kohärenz und Rauschen

373, 374, 375, 405, 812, 813, 814, 891, 892, 912, 920, 996, 997, 1109, 1110, 1115, 1228, 1269, 1282, 1507, 1508, 1509, 1562, 1612, 1613, 1623, 1814, 1871, 1900, 2201, 2203, 2207, 2208, 2209, 2214, 2390, 2445, 2600, 2601, 107, 328, 893, 902, 948, 949, 1111, 1180, 1509, 1621, 2096, 2097, 2098, 2384 2603, 2719, 2813, 2827, 2886, 2838, 2922, 2932, 2949, 2961, 2970, 3017, 3042.

2.4. Energieaustausch durch Strahlung

Zur Einführung der Energieaustauschprozesse durch Strahlung, die für Laser wichtig sind, folgen wir den Überlegungen von ALBERT EINSTEIN [686].

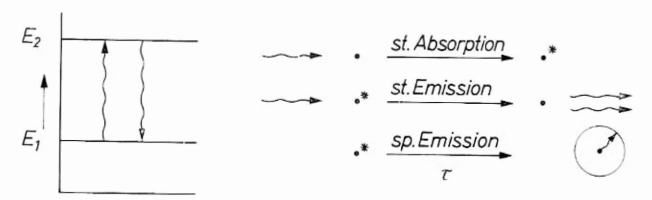


Bild 2—6 Strahlende Wechselwirkungen in einem Zwei-Niveau-System

Wir betrachten ein Molekül mit zwei nach der Quantentheorie möglichen Energiezuständen ψ_1 und ψ_2. Die Energie der Zustände sei E_1 und E_2, mit $E_2 > E_1$ (Bild 2—6). Zwischen den beiden Energiezuständen sollen strahlende Übergänge erlaubt sein. Das Molekül kann unter Energieabgabe aus dem Zustand ψ_2 in den Zustand ψ_1 übergehen; umgekehrt ist unter Energieaufnahme ein Übergang vom Zustand ψ_1 in den Zustand ψ_2 möglich. Die dabei abgegebene bzw. dem Molekül zugeführte Energie tritt als Quant der Energie $h\nu$ auf:

$$h\nu = E_2 - E_1 . \tag{2—19}$$

Ohne äußere Beeinflussung geht ein in den höheren Zustand ψ_2 angeregtes Atom nach einer mittleren Verweilzeit τ spontan in den tieferen Zustand ψ_1 über. Dies ist der Prozeß der „spontanen Emission“. Wir ordnen ihm eine Übergangswahrscheinlichkeit A_{21} zu:

$$\mathrm{d}W_s = A_{21}\,\mathrm{d}t . \tag{2—20}$$

Die spontane Emission ist zeitlich und räumlich statistisch verteilt. Bei einer Vielzahl spontan emittierender Moleküle besteht keine Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Emissionsprozessen; die emittierten Quanten sind inkohärent und fallen statistisch in alle möglichen Moden. Wenn sich N_0 Moleküle im Zeitpunkt $t = 0$ im Zustand ψ_2 befinden, so nimmt die Zahl N der angeregten Moleküle exponentiell mit der Zeitkonstante τ ab. Die Lebensdauer gegen spontane Emission τ ist gleich der reziproken Übergangswahrscheinlichkeit:

$$\tau = \frac{1}{A_{21}}\,;\ \text{es gilt:}\ N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} . \tag{2—21}$$

Der spontanen Emission der Moleküle entspricht im analogen klassischen Bild die Abstrahlung eines harmonischen Oszillators.

Befindet sich das Molekül in einem Strahlungsfeld der Energiedichte $\varrho(\nu)$, so können durch den Einfluß des Feldes Übergänge induziert werden, deren Wahrscheinlichkeit nach EINSTEIN der Energiedichte proportional ist. Das Feld führt entweder dem Molekül Energie zu, oder es wird durch die Abstrahlung des Moleküls verstärkt. Im ersten Fall befindet sich das Molekül zunächst in energetisch tieferem Zustand ψ_1 und wird durch „induzierte Absorption" angeregt mit der Wahrscheinlichkeit:

$$\mathrm{d}W_{12} = B_{12} \cdot \varrho(\nu)\,\mathrm{d}t. \tag{2--22}$$

Im zweiten Fall gibt das Molekül unter „induzierter Emission" ein Quant an das Strahlungsfeld ab nach:

$$\mathrm{d}W_{21} = B_{21} \cdot \varrho(\nu)\,\mathrm{d}t. \tag{2--23}$$

Auch für die induzierten Prozesse gibt es ein analoges klassisches Modell: Wirkt auf einen harmonischen Oszillator eine äußere Kraft mit seiner Resonanzfrequenz, so kann der Oszillator je nach der Phase der anregenden Kraft Energie aufnehmen oder abgeben, wobei die zeitliche Änderung der Oszillatorenergie der äußeren Kraft proportional ist.

Während die Wahrscheinlichkeit der induzierten Übergänge der Energiedichte einer äußeren Strahlung proportional ist, ist die spontane Emission von äußeren Feldern unabhängig. Im Gegensatz zur spontanen Emission besteht bei den induzierten Übergängen eine feste Phasenbeziehung zwischen dem anregenden Feld und dem Molekül. Das bei der induzierten Emission an das Feld abgegebene Quant ist diesem kohärent. Diese Aussage ist so lange sinnvoll, als nach der Unschärferelation $\Delta N \cdot \Delta \Phi \approx h$ eine genau definierte Phase Φ des äußeren Feldes existiert, also bei einer großen Zahl von Quanten N im induzierenden Feld [1900].

Zur Ermittlung der Konstanten A und B, der Einsteinkoeffizienten, nehmen wir an, daß sich eine große Zahl von Molekülen mit den Energiezuständen ψ_1 und ψ_2 bei der Temperatur T im thermischen Gleichgewicht befindet. Die Besetzungszahlen N_2 und N_1 der Zustände ψ_2 und ψ_1 folgen aus der Boltzmann-Verteilung zu:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \tag{2--24}$$

Die Moleküle stehen in Wechselwirkung mit der Wärmestrahlung, deren Energiedichte durch die Plancksche Strahlungsformel gegeben ist:

$$\varrho\,(\nu)\,\mathrm{d}\nu = \frac{8\pi\nu^2\,\mathrm{d}\nu}{c^3}\,\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k\mathrm{T}}}-1}. \tag{2—25}$$

Die Nullpunktenergie $\frac{1}{2}\,h\nu$ haben wir dabei unterdrückt, da sie bei den interessierenden Prozessen nicht in Erscheinung tritt.

Die Wärmestrahlung induziert Übergänge von ψ_1 nach ψ_2 unter Absorption und von ψ_2 nach ψ_1 unter stimulierter Emission. Die Zahl dieser Prozesse ist jeweils der Anzahl der Moleküle in den Zuständen ψ_1 und ψ_2 proportional. Zusätzlich finden spontane Emissionsprozesse von ψ_2 nach ψ_1 statt, deren Zahl der Anzahl der Atome im Zustand ψ_2 proportional ist. Im thermischen Gleichgewicht muß die Zahl der Übergänge pro Zeiteinheit von ψ_1 nach ψ_2 gleich sein der Zahl der Übergänge von ψ_2 nach ψ_1:

$$\underbrace{B_{12}\varrho\,(\nu)\,N_1\,\mathrm{d}\nu}_{\text{Absorption}} = (\underbrace{B_{21}\varrho\,(\nu)\,N_2}_{\substack{\text{stimulierte}\\ \text{Emission}}} + \underbrace{A\,N_2}_{\substack{\text{spontane}\\ \text{Emission}}})\,\mathrm{d}\nu. \tag{2—26}$$

Mit Gl. (2—24) folgt:

$$B_{12}\varrho\,(\nu)\mathrm{d}\nu = (B_{21}\varrho\,(\nu) + A)\,e^{-\frac{h\nu}{kT}}\,\mathrm{d}\nu. \tag{2—27}$$

Mit $T \to \infty$ muß die Energiedichte der Strahlung unendlich groß werden. Dies ist nur möglich, wenn in (2—27) gilt:

$$B_{12} = B_{21} = B. \tag{2—28}$$

Die Einsteinkoeffizienten für stimulierte Emission und Absorption sind gleich groß. Aus (2—27) und (2—28) folgt für die Energiedichte:

$$\varrho\,(\nu)\,\mathrm{d}\nu = \frac{A}{B}\,(\nu)\,\frac{\mathrm{d}\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}. \tag{2—29}$$

Ein Vergleich von (2—25) und (2—29) zeigt:

$$\frac{A}{B}\,(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\,h\nu. \tag{2—30}$$

Der Faktor $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$ in Gl. (2—30) gibt die Modendichte p_m an, die Zahl der Moden pro Frequenz- und Raumeinheit. Wenn wir in der Planck-

schen Strahlungsformel statt nach der Energiedichte nach der Quantenzahl r pro Raumeinheit fragen, so ergibt sich:

$$r(\nu)\,\mathrm{d}\nu = \frac{\varrho(\nu)\,\mathrm{d}\nu}{h\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\,\frac{\mathrm{d}\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}. \tag{2–31}$$

Die Quantenzahl ist gegeben durch das Produkt aus der Modenzahl und der Zahl $\bar{r}$ der Quanten pro Mode:

$$\bar{r}(\nu) = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}. \tag{2–32}$$

Für das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten von induzierter Emission zu spontaner Emission ergibt sich unter Zusammenfassung der Gleichungen [2–20, 2–23, 2–30, 2–31]:

$$\frac{W_i}{W_s} = \frac{B\varrho(\nu)}{A} = \bar{r}(\nu). \tag{2–33}$$

Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für stimulierte und spontane Emission pro Mode ist proportional der Anzahl der Quanten in dem Mode [3135]. Bei einem Quant pro Mode ist die Wahrscheinlichkeit für stimulierte und spontane Emission gleich groß. Je höher die Anzahl der Quanten pro Mode ist, um so stärker überwiegt die stimulierte Emission gegenüber der spontanen Emission.

Wir wollen das Verhältnis für einen thermischen Strahler abschätzen. In einem schwarzen Strahler von $T = 10000°$ K beträgt die Quantenzahl pro Mode nach (2–32) für Licht mit $\lambda = 0{,}6$ µm rund $\bar{r} \approx 0{,}1$. Die Quantenzahl pro Mode ist klein gegen 1, die spontane Emission überwiegt gegen die stimulierte Emission. Die Emission eines thermischen Strahlers ist daher bei allen erreichbaren Temperaturen im Lichtgebiet inkohärent; thermische Strahlung ist der spontanen Emission gleichzusetzen.

Wenn der Einsteinkoeffizient gegen spontane Emission $A = 1/\tau$ bekannt ist, dann kann der Einsteinkoeffizient B und damit die Übergangswahrscheinlichkeit für induzierte Emission aus den Gl. (2–20, 22, 30) berechnet werden:

$$B = \frac{c^3}{8\pi\nu^2}\,A\,\frac{1}{h\nu} = \frac{1}{\tau p_m}\,\frac{1}{h\nu}. \tag{2–34}$$

Bei den für Laser interessanten Prozessen handelt es sich um linienhafte Übergänge zwischen relativ scharf definierten Energieniveaus, in

denen die spontane Emissionswahrscheinlichkeit in das Intervall $\nu, \nu + \mathrm{d}\nu$ durch das Produkt aus einem innerhalb der Linienbreite des Übergangs konstanten Einsteinkoeffizienten A und der Linienform $g(\nu, \nu_0)$ beschrieben werden kann. Die Linienform sei dabei auf 1 normiert:

$$\int_0^\infty g(\nu, \nu_0)\,\mathrm{d}\nu = 1. \tag{2–35}$$

Die Frequenzabhängigkeit der stimulierten Emission innerhalb der Linie ist dann gegeben durch:

$$\begin{aligned} W_i(\nu)\,\mathrm{d}\nu &= \frac{c^3}{8\pi h \nu^3}\,\frac{1}{\tau}\,g(\nu, \nu_0)\,\varrho(\nu)\,\mathrm{d}\,\nu \\ &= B\varrho(\nu)\,g(\nu, \nu_0)\,\mathrm{d}\nu. \end{aligned} \tag{2–36}$$

In vielen Fällen hat das Molekül mehrere (g) Energiezustände gleicher Energie, das entsprechende Energieniveau ist „entartet". Wenn wir Übergänge zwischen zwei Energieniveaus mit den Entartungsfaktoren g_1 und g_2 betrachten, dann folgt statt $B_1 = B_2$ (2–28):

$$\begin{aligned} g_1 B_{12} &= g_2 B_{21} \\ B_{12} &= \frac{g_2}{g_1}\,B_{21}. \end{aligned} \tag{2–37}$$

Wenn die beiden Zustände ungleiche Entartung haben, dann ist die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Absorption nicht mehr gleich der für stimulierte Emission. Damit wir nicht in allen Formeln den Entartungsfaktor mitschreiben müssen, formulieren wir alle Beziehungen für nichtentartete Zustände. Die Entartung wird im konkreten Fall dadurch berücksichtigt, daß statt $(N_2 - N_1)$ gesetzt wird:

$$N_2 - N_1\,\frac{g_2}{g_1}. \tag{2–38}$$

Entartung bedeutet modellmäßig, daß in verschiedenen Eigenfunktionen angeregte Atomsorten existieren, deren Übergangsfrequenzen zusammenfallen. Gl. (2–37) heißt nichts anderes, als daß die Einsteinsche Beziehung $B_{12} = B_{21}$ für jeden Übergang zwischen zwei Energiezuständen einzeln gilt.

Wir haben den Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission gleich der reziproken Lebensdauer gesetzt. Diese Beziehung ist zunächst nur zulässig für isotrope Medien. In nichtisotropen Medien wird die Übergangswahrscheinlichkeit abhängig von der Polarisationsrichtung der induzierenden Strahlung und von der Richtung der spontan emittier-

ten Quanten. Die Anisotropie wird berücksichtigt, wenn für die spontane Lebensdauer der sich aus der quantenmechanischen Rechnung ergebende Wert benutzt wird [z. B. 2168]:

$$\frac{1}{\tau} = A = \frac{64\pi^4}{3} \frac{1}{h\,\lambda^3} |\mu|^2. \tag{2—39}$$

Hier ist μ das anisotrope Matrixelement des Übergangs $\psi_2 \to \psi_1$. Nach Gl. (2—39) ist die spontane Übergangswahrscheinlichkeit proportional der dritten Potenz der Frequenz. Dies führt bei vergleichbar großen Matrixelementen zu hohen Übergangswahrscheinlichkeiten gegen spontane Emission und damit zu kurzen Lebensdauern im optischen Spektralbereich. Die Größe des Matrixelementes ist charakteristisch für die Art des Übergangs. Für elektrische Dipolübergänge erhält man große Matrixelemente und damit kurze Lebensdauern gegen spontane Emission, für magnetische Dipolübergänge kleine Matrixelemente mit entsprechend langen Lebensdauern [1235].

2.5. Absorption und Verstärkung durch stimulierte Übergänge

Wir betrachten Strahlung der Energiedichte $\varrho_0\,(\nu)$, die, wie in Bild (2—7) gezeigt, als nahezu ebene Welle auf ein Material auftrifft. Die Moleküle des aktiven Materials mögen sich mit den Besetzungszahlen

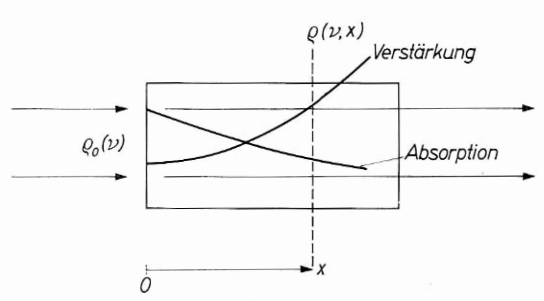


Bild 2—7 Absorption und Verstärkung in einem Zwei-Niveau-Material

N_2 im Zustand ψ_2 und mit N_1 im Zustand ψ_1 befinden. Nachdem die Strahlung um die Strecke x in das Material eingedrungen ist, beträgt ihre Energiedichte $\varrho\,(\nu,\,x)$. Die Strahlung regt stimulierte Übergänge unter Absorption von ψ_1 nach ψ_2 und unter stimulierter Emission von ψ_2 nach ψ_1 an. Die Schwächung der Energiedichte durch Absorption beim Übergang ψ_1 nach ψ_2 ist gegeben durch:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu, x)}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{Abs.}} = -N_1 \varrho(\nu, x) g(\nu) B h \nu_0 . \tag{2—40}$$

Sie ergibt sich in einfacher Weise als Produkt aus der Übergangswahrscheinlichkeit für stimulierte Absorption, der Quantenenergie $h\nu$ und der Anzahl der für Absorption zur Verfügung stehenden Atome N_1.

Die Übergänge von ψ_2 nach ψ_1 unter stimulierter Emission liefern eine Erhöhung der Energiedichte nach:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu, x)}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{st.\,E.}} = + N_2 \varrho(\nu_0, x) g(\nu) B h \nu_0 . \tag{2—41}$$

Die gesamte Änderung der Energiedichte durch stimulierte Übergänge beträgt:

$$\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu, x)}{\mathrm{d}t} = -(N_1 - N_2) \varrho(\nu, x) g(\nu) B h \nu_0 . \tag{2—42}$$

Wie erwähnt, geht bei entarteten Zuständen in Gleichung (2—42) das Verhältnis der Multiplizitäten für die beiden Energieniveaus ein: $(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2)$.

Während der Zeit $\mathrm{d}t$ legt die Strahlung im aktiven Material mit dem Brechungsindex μ die Strecke $\mathrm{d}x$ zurück:

$$\mathrm{d}x = \frac{c_0}{\mu}\,\mathrm{d}t = c\,\mathrm{d}t . \tag{2—43}$$

(Der Einfachheit halber schreiben wir für die Lichtgeschwindigkeit im Medium c, für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0).

Die Änderung der Energiedichte mit der Eindringtiefe in das Material können wir daher schreiben:

$$\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu, x)}{\mathrm{d}x} = -(N_1 - N_2) \varrho(\nu, x) g(\nu) B h \nu_0 \frac{1}{c} . \tag{2—44}$$

Wenn die Besetzung des unteren Niveaus größer ist als die des oberen ($N_1 > N_2$), dann wird die Strahlung beim Durchgang durch das Material geschwächt $\left(\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}x} < 0\right)$. Im thermischen Gleichgewicht beobachtet man stets eine Schwächung von Strahlung beim Durchgang durch Materie, da nach der Boltzmann-Verteilung in diesem Fall die Besetzung des höherenergetischen Niveaus kleiner als die des tieferen Niveaus ist:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} .$$

Es ist durch Energiezufuhr möglich, ein nichtthermisches Gleichgewicht zu schaffen, bei dem die Besetzung des höheren Energieniveaus größer wird als die des tieferen. Eine solche Umkehrung der natürlichen Besetzungsverhältnisse bezeichnet man als „Inversion" und den Punkt, bei dem die Besetzung der beiden Zustände gleich groß ist, als „Inversionsschwelle". In einem invertierten Material ($N_2 > N_1$) erhöht sich beim Durchgang von Strahlung die Energiedichte $\left(\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}x} > 0\right)$.

Unabhängig von der Besetzungsverteilung der Niveaus treten stimulierte Absorptions- und Emissionsprozesse stets nebeneinander auf. Solange die Besetzungszahl des höherenergetischen Niveaus größer ist als die des niederenergetischen Niveaus, ist die Anzahl der Absorptionsübergänge größer als die der Emissionsübergänge, so daß insgesamt eine Schwächung der Strahlung entsteht. Wenn die Anzahl der Atome in den beiden Zuständen gleich groß ist, wird die Anzahl der Emissionsprozesse gleich der Anzahl der Absorptionsprozesse; das Material ist für die ankommende Strahlung durchsichtig. Sobald die Besetzung des oberen Niveaus größer wird als die des unteren, überwiegen die Emissionsprozesse, und die Strahlung wird insgesamt beim Durchgang durch das Material verstärkt.

Um eine Inversion zu erzeugen, muß außer der schwarzen Strahlung, die alle Niveaus zu einer thermischen Besetzungsverteilung anregt, eine weitere Energiequelle so auf das Material einwirken, daß die Besetzung bestimmter Energieniveaus bevorzugt geändert wird; wir bezeichnen diese Energie als Pumpenergie. Die dabei mögliche Überbesetzung eines energetisch höheren Niveaus kann man in formaler Analogie zur Boltzmann-Verteilung durch eine invertierte Boltzmann-Verteilung mit negativer Temperatur kennzeichnen. Einer Gleichbesetzung der Niveaus entspricht dabei die Temperatur $+\infty$. Der absorbierende Zustand des Materials wird durch positive Temperaturen, der emittierende oder verstärkende Zustand durch negative Temperaturen gekennzeichnet. Bei Systemen mit mehr als zwei Energieniveaus läßt sich der Begriff der negativen Temperatur jeweils nur auf Niveaupaare anwenden; wir werden ihn im folgenden nicht weiter verwenden.

Die Integration von Gl. (2—44) liefert:

$$\frac{\varrho(\nu, x)}{\varrho_0(\nu)} = e^{-(N_1 - N_2)\, g(\nu)\, B\, \frac{h\nu_0}{c}\, x} \tag{2—45a}$$

$$= e^{-(N_1 - N_2)\,\sigma(\nu)\,x} \tag{2--45b}$$

$$= e^{-\alpha(\nu)\,x} \tag{2--45c}$$

$$\sigma(\nu) = g(\nu)\,B\,\frac{h\nu_0}{c} = g(\nu)\,\frac{1}{\tau p_m}\,\frac{1}{c} \tag{2--45d}$$

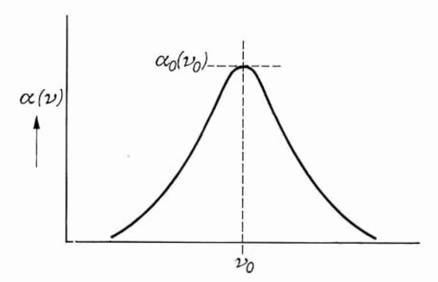
$$\alpha(\nu) = (N_1 - N_2)\,\sigma(\nu). \tag{2--45e}$$

In der Schreibweise (2—45c) ist dies für thermische Besetzungsverhältnisse ($N_1 > N_2$) das bekannte Exponentialgesetz der Absorption: die Energiedichte der Strahlung nimmt exponentiell mit der Eindringtiefe in das Material ab; $\alpha(\nu)$ ist der Absorptionskoeffizient, $\sigma(\nu)$ der Wirkungsquerschnitt eines Atoms. Bei Gleichbesetzung der Niveaus ($N_1 = N_2$) verschwindet die Absorption; das Material ist durchsichtig. Im invertierten Zustand wächst die Strahlungsdichte exponentiell mit der Eindringtiefe an. Die größtmögliche Absorption tritt auf, wenn sich alle Atome im Energiezustand ψ_1 befinden ($N_2 = 0$). Das Besetzungsverhältnis $\frac{N_2}{N_1}$ wird im thermischen Gleichgewicht kleiner als 10^{-3}, wenn der Exponent der Boltzmann-Verteilung $\frac{h\nu}{kT} > 7$ ist. Unter Einsetzen der Zahlenwerte für $h = 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Ws², $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Wsgrd, $T = 300\,^0$K erhalten wir $\nu > 4{,}4 \cdot 10^{13}\ \mathrm{s}^{-1}$, oder, in Wellenlängen umgerechnet, $\lambda < 6{,}8\ \mu$m. Für optische Frequenzen bis in den Bereich des mittleren Ultrarot können wir also annehmen, daß bei Zimmertemperatur im thermischen Gleichgewicht nur der tiefere Energiezustand merklich besetzt ist. Es tritt praktisch nur stimulierte Absorption auf.

Die Verstärkung erreicht ein Maximum, wenn sich alle Atome im angeregten Zustand ψ_2 befinden ($N_1 = 0$). In dem gewählten Beispiel eines Materials mit nur zwei Energieniveaus ist der maximale Verstärkungskoeffizient dann gleich dem im thermischen Gleichgewicht mit $N_2 = 0$ bestimmten negativen Absorptionskoeffizienten.

Gleichung (2—45) liefert eine Möglichkeit zur Bestimmung der Einsteinkoeffizienten B aus einer Messung der Absorptionslinie des Materials. Der Absorptionskoeffizient α ist selbst eine Funktion der Frequenz mit der Linienform $g(\nu)$. Die Messung des Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Frequenz liefert, wie in Bild (2—8) schematisch dargestellt, die Absorptionslinie und damit die Linienform $g(\nu)$ sowie den Spitzenwert $\alpha_0(\nu_0)$ in der Linienmitte. Die Integration über die

Bild 2—8 Absorptionslinie



Absorptionslinie liefert wegen der Normierung der Linienform auf 1 $\left(\int\limits_0^\infty g(\nu)\,\mathrm{d}\nu = 1\right)$ für den integrierten Absorptionskoeffizienten a:

$$a = \int\limits_0^\infty \alpha(\nu)\,\mathrm{d}\nu = (N_1 - N_2)\,\frac{h\nu_0}{c}\,B. \tag{2—46}$$

Daraus folgt für den Einsteinkoeffizienten:

$$B = \frac{a}{N_1 - N_2}\,\frac{c}{h\nu_0}. \tag{2—47}$$

Der integrale Absorptionskoeffizient a kann aus einer spektralen Absorptionsmessung (Bild 2—8) ermittelt werden. Man erhält ihn aus der Fläche unter der Absorptionslinie zusammen mit der Normierungsvorschrift, unabhängig von der speziellen Linienform.

Die Linienform $g(\nu)$ kann in den meisten Fällen entweder durch eine Lorentzsche oder durch eine Gaußsche Verteilung angenähert werden, wie sie in Bild (2—9) aufgezeichnet sind. Für die normierte Lorentzsche Verteilung gilt:

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{2}{\pi\Delta\nu} \cdot \frac{1}{1 + \left(\dfrac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2} \tag{2—48}$$

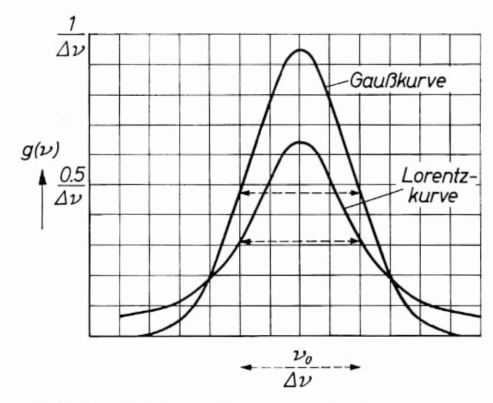


Bild 2—9 Normierte Gaußkurve und Lorentzkurve

Für die normierte Gaußsche Verteilung gilt:

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\,\Delta\nu} e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2 \ln 2} \tag{2—49}$$

Dabei ist ν_0 die Frequenz der Linienmitte, $\Delta\nu$ die Breite der Kurve, bei der die Amplitude auf die Hälfte abgefallen ist. Der Spitzenwert der normierten Lorentz-Kurve ist $\frac{2}{\pi\Delta\nu} = \frac{0{,}64}{\Delta\nu}$; der entsprechende Wert der normierten Gauß-Kurve $\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi\Delta\nu} = \frac{0{,}94}{\Delta\nu}$. Mit der Kenntnis der Linienform ist es möglich, unter Zuhilfenahme von Gl. (2—45) und (2—47) den Einsteinkoeffizienten allein aus einer Messung des Spitzenwertes der Absorption zu bestimmen.

Bei den bisherigen Überlegungen wurden die Besetzungszahlen N_1 und N_2 als Konstante vorausgesetzt, die von der Energiedichte $\varrho(\nu)$ unabhängig sind. In Wirklichkeit werden die Besetzungszahlen durch die induzierten Übergänge verändert, und zwar führen diese zu einer Verminderung der Besetzungsdifferenz. Wir können den Einfluß der induzierten Übergänge auf die Besetzungsverhältnisse so lange vernachlässigen, wie die Zahl der induzierten Prozesse klein ist gegen die Zahl der Anregungsvorgänge, die zu den Gleichgewichtsbesetzungen N_1 und N_2 führen, und damit klein gegen die Zahl der spontanen Prozesse (Kleinsignalverhalten). Sobald die Besetzungszahl durch die Absorption oder durch die Verstärkung des ankommenden Signals merklich verändert wird, muß die Rechnung verfeinert werden. Dazu müssen wir die anregenden Prozesse kennen, die zur Besetzung der Zustände N_1 und N_2 in Abwesenheit von induzierender Strahlung führen. Wir werden dieses Problem später im Zusammenhang mit den daraus resultierenden „Bilanzgleichungen" genauer diskutieren (Kap. 12). Qualitativ ergibt sich folgendes Bild: Sobald die Anzahl der durch das Signal induzierten Übergänge vergleichbar wird mit der Zahl der Anregungsprozesse, wird der Besetzungsunterschied $|N_1 - N_2|$ durch die induzierten Übergänge verringert. Der Absorptionskoeffizient, bzw. im invertierten Zustand der Verstärkungskoeffizient, nimmt unter dem Einfluß der einfallenden Signalstrahlung ab. Bei genügend hoher Energiedichte der Signalstrahlung kann der Besetzungsunterschied verschwindend klein werden. Die Niveaus gehen in „Sättigung"; das Material ist für nachfolgende Strahlung durchsichtig. Die restliche Wechselwirkung mit der Signalstrahlung ist darauf beschränkt, die

Nachlieferung von Atomen in die Zustände ψ_1 und ψ_2 durch anderweitige Energiequellen zu kompensieren.

Zur Erreichung des gesättigten Zustandes bei einem anfänglich absorbierenden Material wird einer impulsförmigen Signalstrahlung näherungsweise die Energie $(N_1 - N_2)\frac{h\nu}{2}$ entzogen. Mit dem Verlust dieser Energie „bohrt sich" die Strahlung einen Weg durch das Material. Im verstärkenden Zustand wird die gleiche Energiemenge an die induzierende Strahlung abgegeben; nachfolgende Strahlung wird praktisch ohne Wechselwirkung durchgelassen.

2.6. Die spontane Emission als Rauschquelle

Neben den durch das einfallende Signal $\varrho(\nu)$ stimulierten Übergängen finden stets spontane Emissionsprozesse statt. Die spontane Emission überlagert sich dem verstärkten Signal inkohärent. Sie ist damit die Rauschquelle des Lasers. Für die Untersuchung der spontanen Emission als Rauschquelle gehen wir von der idealisierten Betrachtung ab, daß das einfallende Signal eine ebene, monochromatische Welle darstellt. Wir ordnen der Signalwelle einen Raumwinkel $\Delta\Omega$ und einen Spektralbereich $\delta\nu$ zu. Um den Beitrag der spontan emittierten Energiedichte richtig zu erfassen, ist es wichtig, nur diejenigen Quanten zu betrachten, die in den von der Signalstrahlung eingenommenen Raumwinkel $\Delta\Omega$ und Spektralbereich $\delta\nu$ fallen. Die Messung der aus dem Laser austretenden Strahlung ist so vorzunehmen, daß dabei nur diese Winkel- und Spektralbereiche erfaßt werden. In Bild (2–10) ist eine

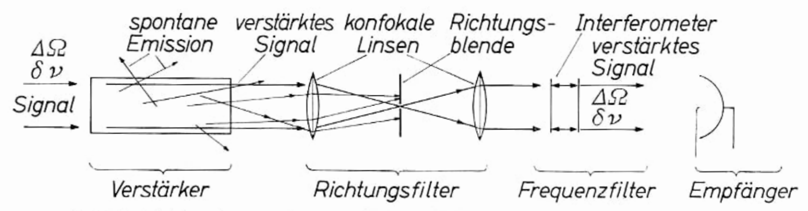


Bild 2—10 Rauscharmer Laserverstärker mit Richtungs- und Frequenzselektion

hierfür geeignete Anordnung skizziert. Die aus dem aktiven Material austretende Strahlung wird durch eine Sammellinse fokussiert. In ihrer Brennebene befindet sich eine Lochblende. Ihr Durchmesser ist so gewählt, daß nur Strahlung unter dem Raumwinkel des Signals $\Delta\Omega$ ohne Dämpfung hindurchtreten kann. Damit ist sichergestellt, daß spontane

Emission des aktiven Materials in andere Richtungen nicht bei der Messung miterfaßt wird. Die in dieser Weise räumlich gefilterte Strahlung wird durch eine zweite Linse wieder näherungsweise parallel gerichtet. Sie läuft durch ein spektrales Filter, z. B. ein Fabry-Perot-Interferometer, das nur für Licht innerhalb der Signalbandbreite $\delta\nu$ durchlässig ist. Damit trifft auf den Empfänger außer der verstärkten Signalstrahlung nur solche spontan emittierte Strahlung auf, die innerhalb des Raumwinkels und innerhalb der Frequenzbandbreite des Signals emittiert wird.

Bei der Abschätzung der spontanen Emission vernachlässigen wir, daß die spontan emittierten Quanten beim weiteren Durchlaufen des aktiven Materials induzierte Absorption oder Emission anregen können. Der erste Prozeß führt zu einer Herabsetzung der gesamten spontanen Emission („trapping"), der zweite zu einer Erhöhung der spontanen Emission („Superstrahlung") (Kap. 5). Die folgende Beziehung gilt genau für ein Material mit zwei Energiezuständen bei Sättigung der Besetzung ($N_1 = N_2$):

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu)}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{sp.E.}} \Delta\Omega\,\delta\nu = N_2 h\nu_0 A\, g(\nu)\,\delta\nu\,\frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \tag{2–50}$$

Dieser Zusammenhang ergibt sich in einfacher Weise daraus, daß der Einsteinkoeffizient A die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission eines Atoms in die gesamte Linienbreite und in einen Raumwinkel 4π darstellt.

Es ist anschaulich, anstelle des Raumwinkels $\Delta\Omega$ und der Bandbreite $\delta\nu$ die Anzahl der korrespondierenden Moden p einzuführen. Die gesamte spontane Emission erfolgt in p_m Moden und beträgt:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}t}\right)_{\substack{\mathrm{sp.E.}\\ p_0}} = N_2 h\nu_0 A. \tag{2–51}$$

Die einfallende Signalstrahlung $\varrho(\nu)$ nimmt von allen Moden p_0 den Bruchteil p ein. Mit $\Delta\nu$ als effektiver Linienbreite gilt:

$$\frac{p}{p_m} = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu}\,\frac{\Delta\Omega}{4\pi}. \tag{2–52}$$

Für den Rauschbeitrag der spontanen Emission folgt dann:

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu)}{\mathrm{d}t}\right)_{\substack{\mathrm{sp.E.}\\ p}} = N_2 h\nu_0 A\, g(\nu)\,\frac{p}{p_m} \tag{2–53}$$

oder unter Einführung des Einsteinkoeffizienten für induzierte Emission (2–34):

$$\left(\frac{\mathrm{d}\varrho(\nu)}{\mathrm{d}t}\right)_p = N_2 (h\nu_0)^2 B \frac{g(\nu)}{\Delta\nu} p. \tag{2–54}$$

Es zeigt sich wieder, daß die spontane Emission pro Mode ($p = 1$) gleich der induzierten Emission pro Mode und Quant ($\varrho(\nu) = h\nu_0$) ist (vgl. Gl. (2–33)).

Nach Gl. (2–54) ist die spontane Emission pro Mode proportional zur Besetzungsdichte N_2 und damit unabhängig von der Größe des Verstärkers; die Modenzahl wächst in gleicher Weise an wie das Materialvolumen. Wird nicht nach Frequenzen unterschieden, dann nimmt die spontane Emission aller Moden gleicher räumlicher Verteilung (z. B. nahezu ebener Wellen parallel zur Stabachse) proportional zur Laufstrecke zu. Dieser lineare Zusammenhang gilt so lange, wie die Verstärkung der spontanen Emission durch induzierte Emission vernachlässigbar ist.

Für das Rauschverhalten eines Lasers ist es ganz maßgeblich, wieviele Moden an der interessierenden Wechselwirkung teilnehmen. Wenn es gelingt, das Signal auf nur einen Mode zu beschränken, dann ist der Laser unabhängig von der Frequenz ein extrem rauscharmer Verstärker. Nach Gl. (2–54) tritt durch die spontane Emission pro Mode eine Unsicherheit von einem Quant auf: Die Erhöhung der Energiedichte durch spontane Emission pro Mode ist genauso groß wie die durch ein Quant induzierte Emission in diesem Mode. Es ist allgemein gezeigt worden [1062], daß diese Unsicherheit das kleinstmögliche Rauschen eines linearen Verstärkers überhaupt darstellt.

Wenn dagegen keine Selektion für einzelne Moden vorliegt, also ein wesentlicher Bruchteil aller überhaupt möglichen Moden p_0 an dem Verstärkungsprozeß teilnimmt, dann wächst das Rauschen des Lasers mit zunehmender Frequenz sehr stark an. Nach Gl. (2–1) ist die Gesamtzahl der Moden p_0 bei gegebenem Volumen und gegebener Bandbreite proportional zum Quadrat der Frequenz. Im gleichen Maß wächst das Rauschen eines Laserverstärkers an, auf dessen Ausgangsseite nicht auf die Selektion von einzelnen Moden geachtet wird.

Selbst wenn die Wechselwirkung auf einen einzigen Mode beschränkt bleibt, wächst die Energiedichte der spontanen Emission nach Gl. (2–54) proportional zum Quadrat der Frequenz an. Dieser quadratische Faktor setzt der Anwendbarkeit des Laserverstärkers eine obere Frequenzgrenze. Schon im mittleren ultravioletten Spektralbereich

werden die spontan emittierten Energiedichten sehr groß, so daß man mit den verfügbaren Pumpquellen nur schwer dagegen ankämpfen kann.

Der Laserverstärker im optischen Spektralbereich kann ein rauscharmer Verstärker sein. Seine Bedeutung liegt jedoch nicht mehr wie beim Mikrowellenmaser in der Möglichkeit, Signale sehr kleiner Energiedichte nachzuweisen. Einer solchen Anwendung ist durch die Natur eine Grenze gesetzt infolge der Quantelung der Strahlung. Bei optischen Signalen kleiner Leistung enthält das Signal bereits nurmehr abzählbar viele Energiequanten. Ähnlich dem Schrotrauschen eines Elektronenstroms ist das optische Signal selbst als Folge seiner Quantelung mit einem Rauschen behaftet. Das jedem Verstärkungsprozeß anhaftende „Quantenrauschen" führt bei vollständiger Inversion zu der minimalen äquivalenten Rauschtemperatur eines linearen Verstärkers [1062] (siehe Kap. 16):

$$T_Q = \frac{h\nu}{k \ln 2}. \tag{2—55}$$

Für eine Wellenlänge von 6000 Å ergibt sich danach bereits eine Quantenrauschtemperatur von 35 000 °K. Im Mikrowellenbereich liegt dagegen die Rauschtemperatur des Quantenrauschens unter 1° Kelvin. Entsprechend unterschiedlich sind die minimalen nachweisbaren Energiedichten.

Literatur

Wir haben bei unseren Überlegungen mit stark vereinfachten Modellen gearbeitet und insbesondere alle quantenmechanischen Betrachtungen außer acht gelassen. Der interessierte Leser sei auf folgende Arbeiten verwiesen:

„Quantum Mechanics" von L. J. Schiff [2168], ferner:

[168, 204, 267, 396, 422, 576, 593, 861, 1199, 1423, 1424, 1742, 1768, 1899, 2351. 2463, 2581, 3058].

Wechselwirkungen von Licht mit Licht:

[466, 1955, 2059].

Inkohärente „Quantenzähler":

[269, 368, 369. 370, 1991, 371].

Weitere theoretische Vorschläge und Arbeiten:

[114, 1312, 1694, 2190, 2311, 2325, 2491, 2539, 159, 333, 348, 397, 398, 400, 421, 627, 756, 875, 913, 1192, 1229, 1284, 1346, 1383, 1398, 1412, 1614, 1615, 1616, 1617, 1743, 1774, 1872, 1900, 1977, 2013, 2202, 2204, 2205, 2206, 2228, 2229, 2346, 2433, 2475, 2582, 2616, 2654, 2669, 3006, 3007, 3008, 3064].

3. Erzeugung der Inversion

3.1. Inversionsverfahren

Bei den ersten Versuchen mit Mikrowellen-Molekularverstärkern schien es eine sehr schwierige Aufgabe zu sein, eine Inversion der Besetzungszahlen zu erreichen. In den anfänglich untersuchten Zwei-Niveau-Systemen konnte eine Inversion überhaupt nur im Impulsbetrieb [721] oder durch eine räumliche Trennung der verschieden angeregten Moleküle in einem bewegten Molekülstrahl, wie im Ammoniak-Gas-Maser [924], erreicht werden.

Die beim Laser üblichen Inversionsverfahren können grob in drei Kategorien aufgeteilt werden, die im allgemeinen typisch für die Art des Lasermaterials sind:

a) Optisch gepumpte Laser arbeiten in direkter Anwendung der von Bloembergen [272], Basov und Prokhorov [3108] vorgeschlagenen Drei-Niveau-Methode mit Licht als Pumpenergie. Dabei wird durch die Einstrahlung von Pumplicht in einem Übergang des Drei-Niveau-Systems eine Inversion in einem anderen, dem Signalübergang, erzeugt. Diese Methode wird überwiegend bei dielektrischen Festkörpern und Flüssigkeiten angewandt, ist jedoch auch für Gase und Halbleiter geeignet.

b) In Gasen ist es außerdem möglich, die Pumpenergie einem Drei- oder Mehrniveau-System durch Anregung in einer Gasentladung zuzuführen.

c) Im *pn*-Übergang von geeignet dotierten Halbleiterdioden entstehen beim Stromdurchgang Elektronen-Loch-Paare, die invertierten Zuständen entsprechen. Der Pumpvorgang ist hier ein räumlicher Transport von Elektronen und Löchern.

Beispiele für solche materialspezifische Inversionsverfahren werden wir in Kapitel 4 beschreiben. Wir diskutieren zunächst die allgemeinen Eigenschaften der ihnen zugrundeliegenden Methoden.

3.2. Die Drei-Niveau-Methode

Die meisten Pumpsysteme für Laser bauen auf der Drei-Niveau-Methode auf. Wir wollen sie zunächst für die bei Mikrowellen-Molekularverstärkern üblichen Verhältnisse beschreiben. Bild (3—1) zeigt zwei Termschemata mit je drei Energiezuständen. Die thermische Beset-

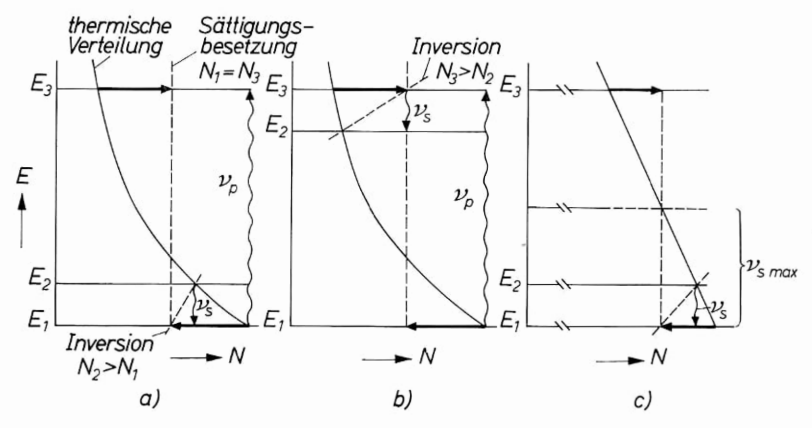


Bild 3—1 Drei-Niveau-System des Masers

a) Verstärkung zwischen E_2 und E_1

b) Verstärkung zwischen E_3 und E_2

c) Beim Maser ist $h\nu_p \ll kT$; die thermische Besetzungsverteilung ist näherungsweise linear. Inversion ist möglich für $\nu_p > 2\nu_s$ (ohne Relaxationseffekte). Beim Laser ist $h\nu_p \gg kT$, und es genügt $\nu_p > \nu_s$.

zung der einzelnen Terme nach der Boltzmann-Verteilung soll durch geeignete Wahl der Temperatur merklich unterschiedlich sein. Zwischen den Niveau-Paaren 1—3, 3—2 und 2—1 seien strahlende Übergänge erlaubt. Auf das Material fällt eine „Pumpenenergie“ der Frequenz ν_p ein. Sie induziert Übergänge zwischen den Niveaus 1 und 3:

$$h\nu_p = E_3 - E_1. \tag{3—1}$$

Die Energiedichte der Pumpstrahlung soll groß sein gegen die Energiedichte der thermischen Strahlung. Unter dem Einfluß der Pumpstrahlung wird das Besetzungsverhältnis der Terme E_1 und E_3 gegenüber dem thermischen Gleichgewicht verändert, die Anzahl der Atome im Zustand 3 vergrößert, im Zustand 1 entsprechend herabgesetzt. Bei ausreichend hoher Pumpleistung, wie man sie z. B. im Mikrowellenbereich als Strahlung eines Klystrons zur Verfügung hat, kann in

günstigen Fällen die Besetzung der Pumpterme gleich groß werden, ihre Besetzung geht in „Sättigung“: $N_1 = N_3$. Dieser Zustand ist in Bild (3—1) gestrichelt eingezeichnet. Wie man sieht, wird in dem gewählten Beispiel das Niveau-Paar mit dem kleineren Energieabstand invertiert. Strahlung der „Signalfrequenz“ ν_s mit:

$$h\nu_s = E_2 - E_1 \text{ (Bild 3—1a) bzw.}$$

$$h\nu_s = E_3 - E_2 \text{ (Bild 3—1b)} \tag{3—2}$$

wird beim Durchlaufen des Materials durch stimulierte Emission verstärkt.

Damit die Pumpquelle die thermischen Besetzungsverhältnisse merklich stören kann, muß der obere Pumpterm E_3 zunächst ausreichend schwächer besetzt sein als der Grundzustand E_1. Bei einem typischen Rubinmaser für Satellitenübertragungen beträgt $\nu_s = 4 \cdot 10^9\ \text{s}^{-1}$, $\nu_p = 30 \cdot 10^9\ \text{s}^{-1}$. Damit E_3 wenigstens 5% schwächer besetzt ist als E_1, müßte die Temperatur nach $N_3/N_1 = e^{-h\nu/kT}$ kleiner als 3,2 °K sein. Dies ist der tiefere Grund dafür, daß Maser in der Regel nur bei der Temperatur des siedenden Heliums betrieben werden können; bei hoher Temperatur ist die Pumpe wirkungslos. Für 4,2 °K ist die Verteilung der Besetzungen nach Bild (3—1c) näherungsweise im Bereich ν_p linear, und man sieht sofort, daß, ohne Berücksichtigung sonstiger Effekte, die Pumpfrequenz mindestens gleich der doppelten Signalfrequenz sein muß, um eine Inversion zu erhalten.

Die Inversion des Signalübergangs wird außer durch die Pump- und die Signalenergie durch spontane Übergänge und durch strahlungslose Prozesse beeinflußt. Strahlungslose (Relaxations-) Prozesse sind in Kristallen hauptsächlich Wechselwirkungen der aktiven Atome mit dem Kristallgitter unter Anregung von Gitterschwingungen (Phononen), in Gasen Stöße der angeregten Atome mit Fremdatomen oder mit der Wand. Spontane Emission und Relaxation haben die Tendenz, das thermische Gleichgewicht zwischen dem Ausgangs- und dem Endzustand wieder herzustellen. Wenn in dem Beispiel von Bild (3—1a) die Wahrscheinlichkeit für nichtinduzierte Übergänge von E_3 nach E_2 groß ist gegen die für nichtinduzierte Übergänge von E_2 nach E_1, dann wird durch dieses „günstige Relaxationszeitverhältnis“ die Inversion des Signalüberganges unterstützt. Umgekehrt kann durch das gleiche Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten für nichtinduzierte Übergänge die Inversion im Beispiel von Bild (3—1b) geschwächt oder ganz unmöglich gemacht werden. Die Berücksichtigung aller strahlender

und nichtstrahlender Prozesse führt zur Aufstellung eines Differentialgleichungssystems, den „Bilanzgleichungen". Sie wurden z. B. von BLOEMBERGEN für den Drei-Niveau-Maser [272], von MAIMAN für den Laser untersucht [1593].

Im optischen Bereich können wir uns mit einer sehr vereinfachten Diskussion begnügen. Bei Lichtfrequenzen ist auch noch für Zimmertemperatur

$$h\nu \gg kT.$$

Damit ist nach der Boltzmann-Verteilung die Besetzung der oberen Terme eines Drei-Niveau-Systems im thermischen Gleichgewicht vernachlässigbar klein; alle Atome befinden sich im Grundzustand. Das ist eine besonders günstige Voraussetzung für ein Drei-Niveau-System nach dem Beispiel von Bild (3—1b), bei dem der Laserübergang zwischen dem Niveau E_3 und dem Niveau E_2 erfolgt. Da der Endzustand dieses Überganges im thermischen Gleichgewicht leer ist, genügt bereits eine geringe Anregung im Übergang 1—3 zur Inversion. Damit der Laserübergang schmalbandig ist, muß der Term E_3 scharf definiert sein. Der Pumpübergang ist dann notwendigerweise ebenfalls schmalbandig. Diese Bedingung engt die Anwendbarkeit des Systems stark ein. Die Pumplichtquelle muß eine intensive schmale Linie emittieren, deren Frequenz mit der des Pumpüberganges zusammenfällt. Solche Koinzidenzen zwischen einer Emissionsfrequenz und einer Absorptionsfrequenz unterschiedlicher Materialien sind selten, und das einzig praktisch wichtige Beispiel eines danach arbeitenden Lasers ist der Cäsium-Dampf-Laser [1179, 2000], den wir deshalb hier gesondert betrachten wollen.

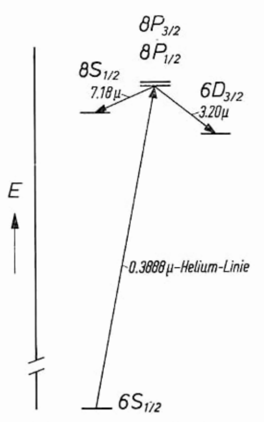


Bild 3—2 Vereinfachtes Termschema des Cäsiumlasers

In Bild (3—2) ist das vereinfachte Termschema von Cäsium aufgezeichnet. Der Absorptionsübergang vom Grundzustand 6 $S_{1/2}$ zu den Termen 8 $P_{3/2}$, 8 $P_{1/2}$ fällt zusammen mit der Emissionslinie von Helium bei 3888 Å. S. JACOBS und Mitarbeitern gelang es, in diesem bereits von SCHAWLOW und TOWNES [3135] diskutierten System eine Inversion der Übergänge 8 $P_{1/2} - 6$ $D_{3/2}$ bei 3,2 μm und 8 $P_{1/2} - 8$ $S_{1/2}$ bei 7,18 μm zu erzielen [1179, 2000].

In Bild (3—3) ist die experimentelle Anordnung zur Messung der Verstärkung im

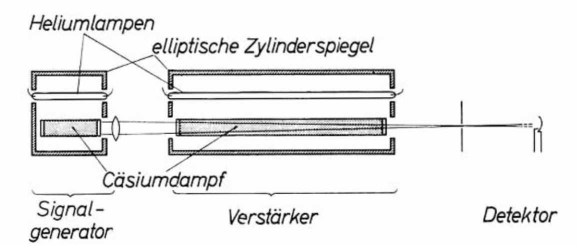


Bild 3—3 Anordnung zur Messung der Verstärkung eines Lasermaterials am Beispiel des Cäsiumlasers. Als Signal wird die spontane Emission einer zweiten Cäsiumzelle verwendet.

Cäsium-Dampf aufgezeichnet. Die Verstärkerzelle wird in einem elliptischen Zylinderspiegel mit der Emission einer Helium-Gasentladungslampe gepumpt. Als Signallicht wird die spontane Emission einer zweiten Cäsiumdampfzelle benutzt, die in einer gleichartigen, kleineren Anordnung ebenfalls optisch gepumpt wird. Das kollimierte Signallicht durchsetzt die Verstärkerzelle in ihrer Längsrichtung. Ein Schmalbandfilter begrenzt die Bandbreite des aus dem Verstärker austretenden Lichtes, das in einem Infrarotdetektor nachgewiesen wird. Die Messungen ergeben für eine 90 cm lange Cäsiumzelle eine Verstärkung von rund 6% bei 3,2 μm [1179] und von 250% bei 7,2 μm [2000] unter optimalen Pumpbedingungen.

3.3. Optisches Drei-Niveau-System

Das Zusammenfallen einer schmalen Absorptionslinie des Lasermaterials mit einer intensiven Emissionslinie der Pumpquelle, wie beim optisch gepumpten Cäsiumdampf-Laser, ist ein seltener Glücksfall. Die Methode des optischen Pumpens wird erst dadurch allgemein anwendbar, daß Systeme existieren, die eine schmale Laser-Emissionslinie mit einem breiten Absorptionsübergang verbinden, so daß als Pumpquelle eine breitbandige, intensive Lichtquelle verwendet werden kann. Bild (3—4) zeigt ein hierfür geeignetes optisches Drei-Niveau-Schema. Der Pumpübergang geht vom Grundzustand E_1 zu einem breiten Band angeregter Zustände E_3. Der Zwischenzustand E_2 soll scharf definiert sein. Der schmalbandige Laserübergang geht von Niveau E_2 zum Grundzustand E_1. E_2 wird von E_3 aus durch strahlungslose Übergänge besetzt. Das Schema entspricht Bild (3—1a).

Der Vorteil des breitbandigen Pumpüberganges wird durch einen schweren Nachteil in den thermischen Besetzungsverhältnissen er-

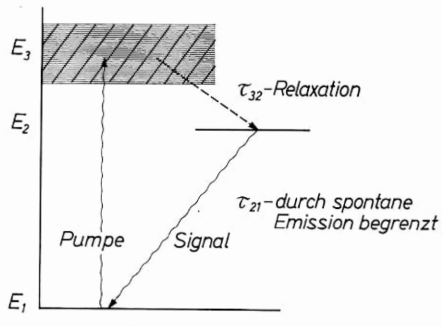


Bild 3—4 Optisches Drei-Niveau-System

kauft. Da der Endterm des Laserüberganges jetzt der stark besetzte Grundzustand ist, muß im Niveau E_2 eine sehr hohe Besetzungszahl erreicht werden, bevor der Übergang 2—1 invertiert ist.

Tatsächlich läßt sich in einem solchen optischen Drei-Niveau-System eine Inversion nur dann erreichen, wenn der Pumpprozeß durch ein extrem günstiges Relaxationszeitverhältnis unterstützt wird: Wir verlangen, daß alle in den Term E_3 angeregten Atome mit sehr kurzer Verweilzeit τ_{32} in den Term E_2 übergehen. Die Lebensdauer des Zustandes E_2 soll möglichst durch spontane Emission begrenzt sein und sie soll groß sein gegen die Relaxationszeit des Überganges 3—2:

$$\tau_{21} = \tau \mathrm{sp} \gg \tau_{32}. \tag{3—3}$$

Die Anzahl der im Niveau E_3 befindlichen Atome N_3 ist dann vernachlässigbar gegen die der in den anderen beiden Zuständen befindlichen Atome:

$$N_3 \ll N_1, N_2$$
$$N_1 + N_2 \approx N_0 = \mathrm{const.} \tag{3—4}$$

Von den Besetzungszahlen her gesehen, können wir so rechnen, als ob nur zwei Niveaus vorhanden wären. Damit in diesem Drei-Niveau-System eine Gleichbesetzung zwischen den Niveaus E_2 und E_1 erreicht wird, muß die Hälfte aller Atome auf das Niveau E_2 angeregt werden:

$$N_2 = N_1 = \frac{N_0}{2}. \tag{3—5}$$

Die dafür nötige „Inversionsenergie" beträgt:

$$E = \frac{N_0}{2} h \nu_{13}. \tag{3—6}$$

Zur Aufrechterhaltung der Gleichbesetzung ist eine dauernde Energiezufuhr notwendig, und zwar muß die Inversionsenergie innerhalb der Lebensdauer τ_{21} jeweils neu zugeführt werden, um den Besetzungsverlust des zweiten Niveaus durch spontane Emission zu kompensieren. Daraus ergibt sich eine für die Gleichbesetzung der Niveaus notwendige ,,Inversionsleistung'':

$$L = \frac{N_0}{2} \frac{h\nu_{13}}{\tau_{21}}. \tag{3--7}$$

Damit die Inversionsleistung klein ist, muß die Lebensdauer des Laserüberganges τ_{21} möglichst groß sein.

Der schnelle Übergang vom Niveau E_3 zum Niveau E_2 kann durch spontane Emission oder in den meisten Fällen unter Relaxation zustandekommen. Im letzteren Fall wird dabei bis zur Erreichung der Gleichbesetzung eine Wärmeenergie von der Größe

$$Q = \frac{N_0}{2} h\nu_{32} \tag{3--8}$$

und im Gleichgewicht (ohne stimulierte Emission) eine Wärmeleistung von der Größe

$$L_Q = \frac{N_0}{2} \frac{h\nu_{32}}{\tau_{21}} \tag{3--9}$$

frei.

Wir haben bei diesen Abschätzungen stets vorausgesetzt, daß der Quantenwirkungsgrad des Pumpens gleich 1 sein soll, d. h., daß für jeden Pumpprozeß im Übergang 1—3 ein spontan oder induziert emittiertes Quant im Übergang 2—1 auftritt. Wenn der Quantenwirkungsgrad kleiner als 1 ist, muß er in den obigen Beziehungen als Faktor mit berücksichtigt werden. Wir werden bei den folgenden Rechnungen mit einem Quantenwirkungsgrad von 1 rechnen, um nicht stets einen konstanten Faktor in alle Gleichungen einfügen zu müssen. Im konkreten Fall ist dies zu berücksichtigen.

Zur Aufrechterhaltung einer bestimmten vorgegebenen Verstärkung muß die Besetzung des zweiten Niveaus größer sein als die des ersten. In den praktisch wichtigen Fällen ist jedoch die notwendige Inversion $n = N_2 - N_1$ klein gegen die Gesamtzahl aller Moleküle. Daher ist auch die für die Aufrechterhaltung dieser Inversion notwendige Pumpleistung klein gegen die für die Gleichbesetzung der Niveaus notwendige Inversionsleistung. Bei einem Drei-Niveau-Material muß einem Verstärker mindestens im Bereich der Kleinsignalverstärkung der größte

Teil der Pumpenergie zur Aufrechterhaltung der Gleichbesetzung zugeführt werden und ist für den eigentlichen Verstärkungsprozeß nutzlos. Es ist:

$$n \ll N_0$$

$$\frac{n_0}{\tau_{21}} \ll \frac{N_0}{\tau_{21}}. \tag{3–10}$$

3.4. Optisches Vier-Niveau-System

Die schlechte Ökonomie des Pumpprozesses beim Drei-Niveau-Material rührt daher, daß der Laserübergang zum besetzten Grundzustand führt. Diesen Nachteil vermeiden optische Vier-Niveau-Systeme, deren Schema in Bild (3–5) aufgezeichnet ist. Der Pumpübergang geht wieder vom Grundzustand E_1 in ein breites Absorptionsband E_4. Wie beim Drei-Niveau-System sollen die so angeregten Atome schnell und mit hohem Quantenwirkungsgrad in das scharf definierte Niveau E_3 übergehen. Der Laserübergang geht jedoch jetzt nicht zum Grundzustand, sondern zu einem vierten Niveau E_2, das sich über dem Grundzustand befindet und leer ist. Ähnlich wie bei dem Drei-Niveau-System des Cäsium-Lasers tritt daher schon bei verschwindend kleiner Pumpleistung eine Inversion des Überganges 3–2 auf, und es entfällt die beim optischen Drei-Niveau-System nachteilige hohe Pumprate zur Aufrechterhaltung der Gleichbesetzung in den Lasertermen.

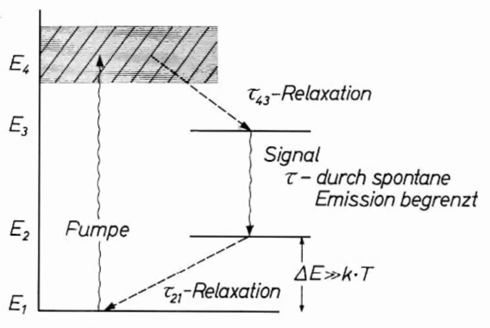


Bild 3—5 Optisches Vier-Niveau-System

Beim Drei-Niveau-Material war es notwendig zu fordern, daß die Lebensdauer des oberen Laserterms groß ist. Es kommen nur Substanzen mit einer hohen Lebensdauer τ gegen spontane Emission für dieses System in Frage, weil in der Zeit τ die Gleichbesetzung der

beiden Laserterme durch spontane Emission wieder verlorengeht und durch die Pumpe nachgefüllt werden muß.

Im Vier-Niveau-System entfällt diese Schwierigkeit, und die Lebensdauer des Laserüberganges ist für den Inversionsprozeß selbst ohne Bedeutung: Zur Erzielung einer vorgegebenen Verstärkung V ist die Inversion $n_0(V) = N_2 - N_1$ notwendig. Diese Inversion wird durch die Pumprate n_0/τ_{21} aufrechterhalten. Nach Gl. (2—45) ist $n_0\,(V)$ proportional zur Lebensdauer gegen spontane Emission. Die für eine vorgegebene Verstärkung notwendige Pumprate ist also von der Lebensdauer gegen spontane Emission im Vier-Niveau-System unabhängig, so daß sehr viel mehr Vier-Niveau-Materialien für Laser in Frage kommen als Drei-Niveau-Materialien.

Bei einem echten Vier-Niveau-System soll der untere Laserterm leer sein. Seine Besetzung hängt nach der Boltzmann-Verteilung von der Temperatur und von seinem Abstand vom Grundzustand ab. Bei einigen Lasermaterialien ist der untere Laserterm vom Grundzustand so weit entfernt, daß bei Zimmertemperatur und darüber seine thermische Besetzung vernachlässigbar klein ist. Beispiele hierfür sind der Helium-Neon-Gas-Laser sowie auch praktisch alle anderen Gas-Laser sowie die verschiedenen Neodym-Laser, die bereits bei Zimmertemperatur als Vier-Niveau-Systeme funktionieren. Bei anderen Substanzen ist der Abstand des unteren Laserterms vom Grundzustand kleiner, so daß sie zu ihrer Funktion als Vier-Niveau-Laser auf Stickstofftemperatur oder Heliumtemperatur gekühlt werden müssen. Solche Substanzen verhalten sich bei höherer Temperatur mehr wie Drei-Niveau-Systeme, und in den meisten Fällen ist eine ausreichende Inversion dann nicht mehr erreichbar. Ein Beispiel dafür ist zweiwertiges Dysprosium in Calciumfluorid $CaF_2:Dy^{2+}$.

Weitaus die meisten Lasersubstanzen arbeiten wegen der günstigeren Besetzungsverhältnisse und wegen der Unabhängigkeit von der Länge der Fluoreszenzlebensdauer nach einem Vier-Niveau-System. Die einzige praktisch bedeutende Lasersubstanz mit einem Drei-Niveau-System ist Rubin. Durch eine Kombination günstigster Eigenschaften ist es in diesem Einzelfall möglich, die Nachteile des Drei-Niveau-Schemas zu überwinden.

Das weiter oben beschriebene Drei-Niveau-System von optisch gepumptem Cäsiumdampf wollen wir der Terminologie nach mit zu den Vier-Niveau-Systemen zählen, da es als gemeinsames Merkmal mit ihnen einen Laserübergang hat, der nicht im Grundniveau, sondern in einem unbesetzten, angeregten Niveau endet.

Um in einem Vier-Niveau-Material mit einem Quantenwirkungsgrad von Eins eine vorgegebene Inversion $n_0 = N_3 - N_2 \approx N_3$ zu erzeugen, müssen wir die Energie

$$E = n_0 h \nu_{14}$$

zuführen. Zur Aufrechterhaltung der Inversion ist die Leistung

$$U = \frac{E}{\tau_{32}} = n_0 \frac{h \nu_{14}}{\tau_{32}}$$

notwendig.

Für die Funktionsfähigkeit des Vier-Niveau-Systems ist es wichtig, daß Atome, die durch spontane Emission in den Zustand E_2 kommen, schnell in den Grundzustand übergehen: $\tau_{21} \ll \tau_{32}$. Dieser Übergang kann wieder wie der Übergang 4—3 durch spontane Emission oder Relaxation zustande kommen. Die im letzteren Fall (ohne stimulierte Emission) freiwerdende Wärmeleistung beträgt:

$$Q = n_0 \frac{(h \nu_{43} + h \nu_{21})}{\tau_{32}}.$$

Eine kurze Lebensdauer des unteren Laserterms ist in Kristallen und Halbleitern bei nicht zu großem Abstand vom Grundzustand in der Regel durch Spin-Gitterwechselwirkungen gegeben.

In Gasen ist im allgemeinen die Lebensdauer des unteren Zustandes wesentlich länger als in Kristallen; teilweise sind die Zustände metastabil (He-Ne). Die Relaxation zum Grundzustand reicht in vielen Fällen nicht aus um den unteren Laserterm stets unbesetzt zu halten. Es bildet sich ein Gleichgewicht aus mit nur geringfügiger Überbesetzung des oberen Terms: $N_2/N_1 - 1 \ll 1$. Das Material verhält sich eher wie eine Drei-Niveau-Substanz mit einer von den Betriebsbedingungen abhängigen Besetzung des unteren Terms. Die Vernachlässigung dieses Umstandes führt bei der Berechnung der Lasereigenschaften zu unrichtigen Werten für die Pumprate, die Ausgangsleistung und die Bandbreite.

Der den Anstieg der Laserleistung mit wachsender Pumprate reduzierende „Flaschenhals“ (bottleneck) des Pumpzyklus ist in vielen Gasen (He-Ne) ein Relaxationsprozeß durch Wandstöße beim Übergang zwischen dem unteren Laserterm und dem Grundzustand (wobei der Übergang in mehrere Schritte, darunter auch strahlende, zerfallen kann).

Günstiger sind in dieser Beziehung Gase, bei denen die Entleerung des unteren Laserterms nicht durch Wandstöße geschieht, sondern durch Rekombination angeregter Ionen, wie z. B. beim Quecksilberlaser.

Eine andere Lösung des Problems wäre grundsätzlich so möglich, daß der untere Laserterm zusätzlich durch optisches Pumpen entleert wird; dabei wäre wieder eine ausreichende Koinzidenz eines Übergangs zu einem darüberliegenden Zustand mit einer starken Pumplinie nötig [1601].

Im günstigeren Fall wird es auch beim Vier-Niveau-System so sein, daß die Relaxationszeiten der Übergänge 4—3 und 2—1 kurz gegen die Lebensdauer des Laserübergangs gegen spontane Emission τ_{32} sind. Auch hier können wir dann bei Abschätzungen so rechnen, als ob nur die Zustände E_1 und E_3 besetzt wären. Dies gilt vor allem für Vier-Niveau-Festkörper-Laser.

Die Übergänge 4—3 und 2—1 können jeweils in mehreren Stufen über Zwischenzustände vor sich gehen. Dabei kann ein solcher Schritt als spontane Emission, ein zweiter als Relaxation stattfinden. Weiter besteht die Möglichkeit, daß ein solcher Schritt durch induzierte Emission erzwungen wird, wenn das Material in eine geeignete Laseroszillator-Anordnung eingebracht wird (Kaskaden-Laser [615, 862, 2089]).

3.5. Zwei-Bosonen-Laser

In Bild (3—6) ist das Termschema eines Drei-Niveau-Lasers aufgetragen, bei dem die Emission eines Quants im Laserübergang 2—1 mit der Emission eines Phonons (Anregung einer kohärenten Gitterschwingung) gekoppelt ist. Quanten und Phononen gehören der Bose-Einstein-Statistik; daher der Überbegriff Bosonen.

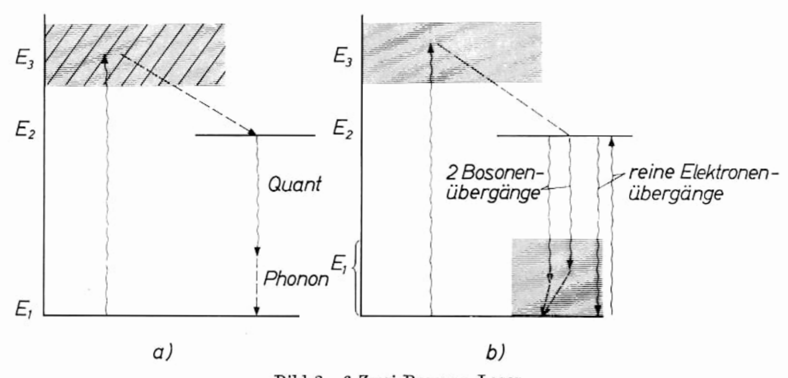


Bild 3—6 Zwei-Bosonen-Laser

a) Darstellung als Drei-Niveau-System

b) äquivalente Darstellung als Vier-Niveau-System

Ein solches Zwei-Bosonen-Material ist dadurch ausgezeichnet, daß sein Emissionsspektrum und sein Absorptionsspektrum unterschiedlich sind. Bei der Absorption eines Quants steht normalerweise kein in Energie und Impuls passendes Phonon zur Verfügung, so daß nur Quanten der Energie $h\nu = E_2 - E_1$ absorbiert werden können.

Bei der Emission kann die Gesamtenergie dagegen in verschiedener Weise auf die beiden Bosonen verteilt werden. Wenn die Phononenenergie größer als 0 ist, dann kann das emittierte Quant nicht von Atomen im Grundzustand absorbiert werden [1551]. Das Material gehört daher der Laserterminologie nach zu den Vier-Niveau-Substanzen. Der untere Laserterm ist bei dieser Einstufung breit; der Laser kann ein sehr großes Frequenzband verstärken; die jeweilige Differenzenergie wird vom Kristallgitter als Gitterschwingung übernommen und in Wärme umgewandelt. Bei der Ausbildung zu einem Oszillator sollte es möglich sein, die Schwingfrequenz durch frequenzselektive Mittel im Resonator über weite Bereiche hinweg abzustimmen.

Beispiele für Zwei-Bosonen-Laser-Materialien dieses Typs sind $CaF_2:Ni^{2+}$ [1218] und $MgF_2:Co^{2+}$, $ZnF_2:Co^{2+}$ [1217].

Wir beschränken uns auf die heute praktisch wichtigen primären Inversionsverfahren. Weitere Möglichkeiten sind dadurch gegeben, daß als Pumpquelle die intensive monochromatische Strahlung von gepulsten Laseroszillatoren verwendet wird (Raman-Laser, Brillouin-Laser). Hierauf werden wir kurz bei der Besprechung der Anwendungen von Lasern eingehen (Kap. 15).

Sonstige Literatur zu Kapitel 3 und weitere Vorschläge:

[124, 125, 148, 150, 364, 645, 903, 1138, 1194, 1195, 1608, 1634, 1636, 1639, 1781, 1911, 2141, 154, 160, 444, 1064, 1171, 1283, 1593, 1594, 1635, 1762, 1846, 1961, 2253, 2440, 2744, 2878, 2920, 3005, 3014, 3068, 1452, 1468, 1548, 1371, 1372].

4. Praktische Inversionsverfahren und typische Lasermaterialien

Bei der Vielzahl der heute bereits bekannten Laserübergänge und der Kompliziertheit jedes einzelnen Systems würde eine eingehende Diskussion aller untersuchten Substanzen unseren Rahmen sprengen. Wir beschreiben im folgenden Kapitel die wichtigsten Eigenschaften einiger typischer Lasermaterialien so weit, wie wir es für das Verständnis der charakteristischen Lasereigenschaften benötigen. In den anschließenden Abschnitten werden wir für Beispiele stets auf diese Materialien zurückgreifen.

Am Schluß unserer Darstellung führen wir kurz die wichtigsten Eigenschaften aller bekannten Materialien an und zitieren dort die Originalarbeiten, in denen diese Substanzen eingehend beschrieben werden (Kap. 16).

4.1. Optisch gepumpte Laser

Optisch gepumpte Laser stellen in der Pumpmethode eine direkte Erweiterung der Drei-Niveau-Maser dar. Die Pumpquelle ist eine intensive Lichtquelle. Die benutzten Termschemata entsprechen den weiter oben diskutierten Drei- oder Vier-Niveau-Systemen. Eine Inversion durch optisches Pumpen ist bei Gasen, Flüssigkeiten, dielektrischen Festkörpern und Halbleitern möglich.

In verdünnten Gasen sind alle Übergänge schmalbandig. Eine Inversion durch optisches Pumpen ist daher für Gase nur dann sinnvoll, wenn eine schmalbandige Pumpquelle zur Verfügung steht, deren Frequenz genügend genau (innerhalb kT) mit der Frequenz eines Pumpüberganges in dem zu invertierenden Gas übereinstimmt (Cäsiumlaser mit Heliumlampe als Pumpquelle, siehe Kap. 3).

Besonders wichtig ist die Methode des optischen Pumpens bei dielektrischen Kristallen als Lasermaterial, weil dies die einzige Möglichkeit ist, in solche Substanzen merkliche Energie einzubringen. In den meisten Fällen wird das aktive Material direkt nach einem Drei- oder Vier-Niveau-Schema gepumpt. Es ist jedoch auch möglich, eine Hilfssub-

stanz breitbandig zu pumpen, die dann ihre Anregungsenergie durch Resonanzaustausch selektiv an die Laser-Atome abgibt.

Günstig sind aktive Ionen, bei denen breitbandige Resonanzabsorptionsübergänge neben schmalbandigen Fluoreszenztermen vorkommen. Diese Eigenschaft ist typisch für die Spektren der Übergangselemente in dielektrischen Kristallen. Die scharfen Fluoreszenzlinien in den Spektren von dielektrischen Kristallen, die mit Übergangselementen dotiert sind, entstehen dadurch, daß deren optische Elektronen durch äußere Schalen von dem umgebenden Kristallgitter abgeschirmt sind. Die entsprechenden Übergänge sind ähnlich schmalbandig wie die freier Ionen bzw. wie die stark verdünnter Gase mit geringer gegenseitiger Wechselwirkung.

Je nach dem Grad der Abschirmung ist der Einfluß des äußeren Feldes größer oder kleiner. Bei den Elementen der Eisengruppe sind die optischen Elektronen 3d-Elektronen mit einer außenliegenden Schale. Der Einfluß des umgebenden Kristallfeldes auf die Energiezustände des Ions ist noch so groß, daß das Spektrum des Ions in einem dielektrischen Kristall keine direkte Ähnlichkeit mit dem Spektrum des freien Ions hat. Die Spektren des gleichen Ions in verschiedenen Kristallen können sehr unterschiedlich sein; die Klassifizierung der Terme wird üblicherweise nach der Symmetrie im Kristallfeld vorgenommen.

Bei den Elementen der seltenen Erden sind die optischen Elektronen (4f-Elektronen) durch zwei Schalen stärker gegen die Umgebung abgeschirmt. Die Spektren dieser Atome in dielektrischen Kristallen ähneln den Spektren der freien Ionen und werden auch in Analogie zu ihnen klassifiziert. Die Spektren ein und desselben Ions in verschiedenen dielektrischen Kristallen sind sich sehr ähnlich. Entsprechendes gilt für die Elemente der Aktiniden, von denen Uran für Laser verwendet wird.

Die unterschiedliche Abschirmung der aktiven Ionen vom Kristallgitter führt dazu, daß man nicht bei allen Laser-Substanzen aus der Funktion des aktiven Elementes in einem Kristallgitter auf eine mögliche Laserfunktion in einem anderen Kristallgitter schließen kann. So ist von Chrom (Cr^{3+}) als Element der Eisengruppe bisher nur Laserfunktion in Rubin (Korundgitter) bekannt ($Al_2O_3:Cr^{3+}$). Neodym (Nd^{3+}) dagegen kann mit jeweils etwa gleicher Emissionswellenlänge in den verschiedensten Kristallgittern und auch in Gläsern als Laser betrieben werden. [Review 1209, 2282, 2290, Review 2283].

Außer einer scharfen Fluoreszenz-Emissionslinie erwartet man von einer günstigen optisch zu pumpenden Laser-Substanz einen breiten Pumpabsorptionsübergang: Als Pumpquelle für optisch gepumpte Festkörper oder Flüssigkeiten stehen in der Regel nur breitbandige Lichtquellen, z. B. Glühlampen, Quecksilberhochdrucklampen, Xenon-Bogenlampen oder Xenon-Blitzlampen zur Verfügung.

Die Bandbreite der Absorptionsübergänge ist wiederum abhängig von der Abschirmung der Terme des Pumpübergangs vom Kristallgitter. Außerordentlich günstig ist das Absorptionsspektrum von Rubin, in dem die Chromionen zwei je 1000 Å breite Absorptionsbänder im Grünen und im Blauen aufweisen.

Bei den seltenen Erden muß man unterscheiden zwischen den Spektren der zweiwertigen und denen der dreiwertigen Ionen. Bei den zweiwertigen seltenen Erden, von denen vor allem Dysprosium im Kalziumfluorid (CaF_2:Dy^{2+}) [1207, 1334, 1329] untersucht wurde, ist der Pumpübergang ein breites 4f-5d-Band. Hier ist der Endterm ein vom Kristallgitter stark verbreiterter Zustand. Das Pumpband reicht vom nahen Infrarot bis in die Mitte des sichtbaren Bereiches, eine günstige Voraussetzung für die Erzeugung einer Inversion. Der schmalbandige Fluoreszenzübergang für den Laserübergang ist ein von der Umgebung abgeschirmter Zustand zwischen zwei 4f-Zuständen.

Bei den dreiwertigen seltenen Erden, für die etwa Neodym in Kalziumwolframat eine typische Substanz ist, liegen die breitbandigen 4f-5d-Übergänge in mittlerem Ultraviolett, in dem keine merkliche optische Pumpleistung zur Verfügung steht. Man muß daher bei den dreiwertigen Substanzen 4f-4f-Übergänge für die Pumpe benutzen, die relativ schmal sind. Solche Laser sind daher, von der Pumpökonomie gesehen, weniger günstig.

In Bild (4—2) bis (4—5) sind Energieniveauschemate für einige typische optisch gepumpte Laser dargestellt.

Wir kennzeichnen in den folgenden Termschemata die Ordinate einheitlich als Energieachse, wenngleich verschiedene Meßgrößen verwendet werden.

a) Rubin

Bild (4—1) zeigt das Termschema des Rubin (Al_20_3:Cr^{3+}). Es existieren zwei breite Absorptionsbänder $^4F_2$ und $^4F_1$. Aus ihnen gehen die durch das Pumplicht vom Grundzustand $^4A_2$ angeregten Ionen schnell mit $\tau_{32} < 10^{-7}$ s unter Relaxation in zwei eng benachbarte Terme $^2E2\bar{A}$ und $^2E\bar{E}$ über. Die beiden Übergänge $2\bar{A}-{}^4A_2$ und $\bar{E}-{}^4A_2$ werden

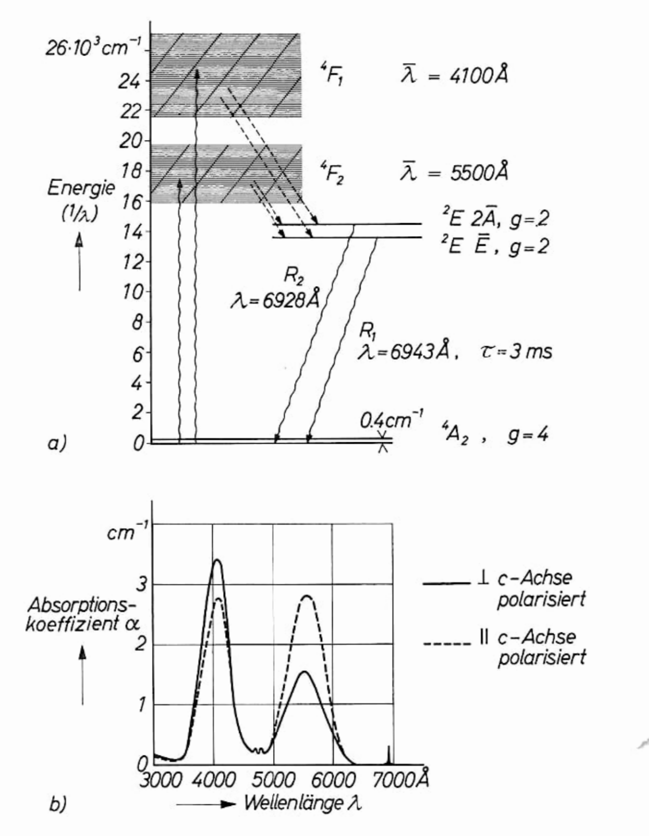


Bild 4—1 Rubin

a) Termschema; die Abstände der Laserniveaus sind nicht maßstäblich.

b) Absorptionsspektrum von Rubin (nach T. H. MAIMAN u. a. 1594). Der angegebene Absorptionskoeffizient gilt für rosa Rubin mit 0,05% $Cr_2O_3 \approx$ 0,035% Cr^{3+}. Der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt des blauen Bandes ist $\sigma_{max} = 2 \cdot 10^{-19}$ cm².

aus historischen Gründen als R_2- und R_1-Linien bezeichnet. Sie liegen im tiefen Rot bei 6928 Å und und 6943 Å für 300 °K. Der Quantenwirkungsgrad des Drei-Niveau-Zyklus ist bei tiefer Temperatur gleich 1 [1589] und bei 300 °K gleich 0,7 [1594]. Dabei ist allerdings zu beachten, daß sich die Fluoreszenz von Rubin tatsächlich im Roten in einem breiten Band über die schmalen R-Linien hinaus erstreckt [415]. Der echte Quantenwirkungsgrad für die R-Linien allein liegt zwischen 77 °K und 300 °K bei 0,54. Die Lebensdauer gegen spontane Emission für die R_1-Linie ist 2,9 ms [1589]; für die R_2-Linie liegt sie etwas

über 3 ms. Der Abstand der Niveaus $2\bar{A}$ und $\bar{E}$ beträgt 870 GHz (29 cm^{-1}). Zwischen den beiden Zuständen findet eine schnelle Relaxation statt, so daß sie auch im Laserbetrieb im thermischen Gleichgewicht stehen. Bei 77 °K ist $\frac{N(2\bar{A})}{N(\bar{E})} = 0{,}58$, bei 300 °K ist $\frac{N(2\bar{A})}{N(\bar{E})} = 0{,}87$.

Jedes der Niveaus $2\bar{A}$ und $\bar{E}$ ist zweifach entartet und spaltet im Magnetfeld in ein Dublett auf.

Der Grundzustand besteht aus einem Dublett mit 12 GHz Abstand; jedes der beiden Niveaus ist wieder zweifach entartet. Bei Zimmertemperatur ist die Bandbreite der R_1- und R_2-Linien mit 200—300 GHz so groß, daß die Aufspaltung des Grundzustands nicht aufgelöst ist; wir können ihn dann wie einen einfachen, vierfach entarteten Zustand betrachten. Bei 77 °K sind die Übergänge aufgelöst, jede Linie hat noch eine Breite von etwa 3 GHz in gut einkristallinem Rubin.

In einem Rubinoszillator schwingt normalerweise nur die R_1-Linie, da sie wegen der höheren thermischen Besetzung ihre Inversion vor der R_2-Linie erreicht. In einem Verstärker sind beide Übergänge wirksam, wobei die Verstärkung im R_1-Übergang auf Grund der höheren Inversion und der etwas größeren spontanen (t_{sp} kleiner) Übergangswahrscheinlichkeit größer ist.

Wegen der höheren Entartung des Grundzustandes $\frac{g_1}{g_2} = 2$ setzt die Verstärkung bereits ein, wenn jeder der oberen Terme für sich halb so stark besetzt ist wie der Grundzustand. Bei 300 °K gilt also an der Inversionsschwelle der R_2-Linie:

$$N(\bar{E}) = 1/2\, N(^4A_2)$$

$$N(2\bar{A}) = 0{,}87\, N(\bar{E}).$$

Mit

$$N(\bar{E}) + N(2\bar{A}) + N(^4A_2) = N_0$$

folgt bei 300 °K: $N(^4A_2) : N(\bar{E}) : N(2\bar{A}) = 0{,}516 : 0{,}259 : 0{,}225$.

Es ist:

$$\frac{N(\bar{E}) + N(2\bar{A})}{N(^4A_2)} = 0{,}96\,.$$

Es muß also etwas weniger als die Hälfte aller Atome in die beiden oberen Terme angeregt werden, um Gleichbesetzung im R_1-Übergang zu erreichen.

Bei 77 °K gilt entsprechend:

$$N(^4A_2) : N(\bar{E}) : N(2\bar{A}) = 0{,}56 : 0{,}28 : 0{,}16$$

$$\frac{N(\bar{E}) + N(2\bar{A})}{N(^4A_2)} = 0{,}79\,.$$

Wegen der günstigeren thermischen Besetzungsverhältnisse im oberen Laserterm müssen bei 77 °K merklich weniger als die Hälfte aller Atome zur Inversion des R_1-Übergangs angeregt werden. Daraus ergibt sich eine Senkung der Inversionspumpleistung von $0{,}79/0{,}96 \cong 22\,\%$ beim Übergang von Zimmertemperatur auf Stickstofftemperatur.

Bei Zimmertemperatur kann man auf die Beachtung dieser Feinheiten im allgemeinen verzichten und sowohl den Grundzustand wie auch die beiden oberen Terme als je einen gleich entarteten Term behandeln. Die Inversion liegt genügend genau bei $N_2 = N_1 = \frac{N_0}{2}$. Wir setzen $g_1/g_2 = 1$.

Bei Stickstoffsiedetemperatur wird von den beiden um 12 GHz unterschiedlichen R_1-Übergängen zum Grundzustand zuerst der mit der kleineren Übergangsfrequenz invertiert, da auch die beiden Terme des Grundzustands etwas unterschiedlich besetzt sind. Es schwingt also zuerst der eine, bei höherer Pumpleistung dann auch der andere Übergang in einem Oszillator an.

Die Terme von Rubin sind stark temperaturabhängig. Zwischen 300 °K und 77 °K verlagert sich die R_1-Linie von 6943 Å nach 6934; ihre Breite schrumpft von 200 GHz auf 15 GHz zusammen. Die restliche Bandbreite im Temperaturbereich 4 °K bis 77° K ist teilweise durch Kristallfehler bedingt und von der Qualität des Materials abhängig. Mit der starken Verkleinerung der thermischen Linienbreite bei Temperatursenkung ist eine außerordentliche Steigerung des Verstärkungskoeffizienten in der Linienmitte nach Gl. (2—45) verbunden, da $g(\nu_0)$ nach Gl. (2—48, 2—49) umgekehrt proportional zur Linienbreite $\Delta\nu$ ist [597, 598, 1550, 1593, 1594, 2594].

Die günstigste Dotierung für Rubin-Laser liegt bei $0{,}035\,\%$ Cr^{3+}. Bei höherer Dotierung treten störende Wechselwirkungen auf; in hochdotierten Rubinen konnte Laserfunktion in Satellitenlinien gekoppelter Chromatome beobachtet werden [2580].

Die Pumpbänder von Rubin fallen mit den gelben, grünen und blauen Emissionslinien von Quecksilber zusammen. Quecksilberhochdrucklampen sind als Pumpquellen für Rubin besonders geeignet; in geeigneten Pumpanordnungen kann die Inversion damit sowohl bei 77 °K [1801] wie auch bei Zimmertemperatur [2681, 702, 2078] kontinuierlich aufrechterhalten werden.

Weitere Angaben siehe Kapitel 16.

b) Neodym-Laser

In Bild (4—2) ist das vereinfachte Termschema von Neodym in Kalziumwolframat ($CaWO_4:Nd^{3+}$) aufgezeichnet. Der Pumpübergang geht vom Grundzustand in ein oder in mehrere relativ schmale angeregte Bänder. Am wirkungsvollsten ist für $CaWO_4:Nd^{3+}$ das Pumpband von 5800 bis 6000 Å im Gelb-Grünen [1219, Review 1209].

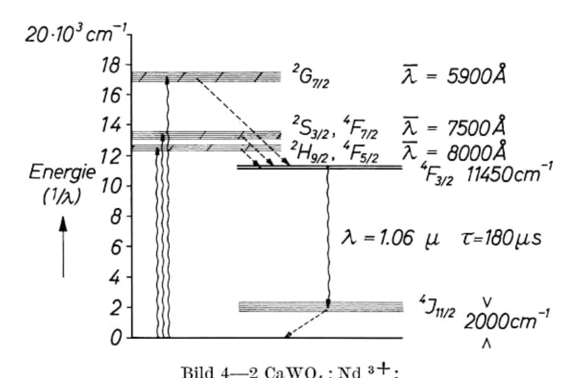


Bild 4—2 $CaWO_4:Nd^{3+}$;
vereinfachtes Energieniveauschema. Bei Zimmertemperatur hat von den möglichen Übergängen $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4J_{11/2}$ die Linie mit $\lambda = 1{,}0582$ μm die höchste Verstärkung (nach L. F. JOHNSON 1210). Die drei eingezeichneten, wichtigsten Pumpbänder sind jeweils rund 200 Å breit. Der Absorptionskoeffizient für das Pumplicht ist in der Größenordnung 1—2 cm^{-1} für eine Konzentration von 1% Nd^{3+}.

Bei Neodym in Yttrium-Aluminium-Granat ($YAG:Nd^{3+}$) ist Pumpen in die roten Bänder am wirkungsvollsten [870].

Auch bei Neodymglas-Lasern bevorzugt man oft die roten Pumpbänder, da dabei die geringste Wärmemenge im Relaxationsübergang frei wird; auf diese Art ist eine höhere Pumpbelastung dicker Glasstäbe zulässig als bei einer höherfrequenten Pumpfrequenz [Review 2283].

Im Vergleich zu Rubin ist die Breite der Pumpniveaus etwa um den Faktor 10 kleiner. In Neodymglas wird der Pumpübergang mit sinkender Temperatur schmaler, so daß im Gegensatz zu den meisten anderen Festkörper-Lasern der Pumpwirkungsgrad bei Stickstoffsiedetemperatur kleiner ist als bei Zimmertemperatur.

Vom Pumpniveau aus gehen die Atome schnell in den oberen Laserterm über. Die Fluoreszenz bei 1,06 μm geht mit einer spontanen Lebensdauer von 180 μs ($CaWO_4$) — 700 μs (Glas) zu einem Zustand, der etwa 2000 cm^{-1} (60000 GHz ≈ 5 μm) über dem Grundzustand liegt

und der daher selbst bei Zimmertemperatur nahezu leer ist. Neodym-Laser sind auch bei hoher Temperatur ausgesprochene Vier-Niveau-Materialien. Eine Inversion tritt schon bei sehr kleinen Pumpanregungen auf. Die Funktion ist weitgehend temperaturunabhängig.

Bei Vier-Niveau-Lasern ist die in einem Oszillator gegebener Verstärkung nötige Pumpleistung stark von der Homogenität des Materials abhängig. Kalziumwolframat hat in der Regel eine sehr viel schlechtere optische Qualität als etwa Rubin. Ausgezeichnete optische Eigenschaften erreicht dagegen Yttrium-Aluminium-Granat und natürlich Neodymglas. Die günstigeren Betriebswerte erhält man mit $YAG:Nd^{3+}$.

In Gläsern sind die aktiven Ionen nicht an definierten Gitterplätzen fixiert wie in Kristallen. Die Mikroumgebung wechselt von Ion zu Ion, und es gibt in der Regel eine Reihe von typischen, unterschiedlichen, kristallfeldähnlichen Umgebungen, die zu unterschiedlichen Spektren führen. Die Breite der Gesamtlinie ist daher wesentlich größer als in Kristallen und beträgt bei Neodymglas etwa 300 Å gegenüber 15 Å bei $CaWO_4:Nd^{3+}$ (20000 GHz und 1000 GHz). Dies führt zu einer geringeren Verstärkung bei gleich hoher Inversion. Dieser Nachteil von Gläsern wird teilweise aufgehoben durch die bessere Homogenität und durch die mögliche hohe Dotierung, die für Neodymglas ohne Verkürzung der spontanen Lebensdauer bis 6 %, für $CaWO_4:Nd^{3+}$ bis 2 % und für $YAG:Nd^{3+}$ bis 4 % betragen kann.

Mit höherer Pumpleistung ist es in Neodym-Lasern möglich, auch andere Übergänge außer der 1,06 μm-Linie zu invertieren [1222] (siehe weiter Kap. 16).

c) Dysprosium in Kalziumfluorid

Bild (4—3) zeigt als drittes Beispiel das Termschema des zweiwertigen Dysprosium in Kalziumfluorid ($CaF_2:Dy^{2+}$) [1207, 1334, 1329]. Als Pumpterm kann eine Folge von breitbandigen, sich überlappenden Zuständen benutzt werden. Das Pumpband erstreckt sich über das ganze sichtbare Spektrum bis etwa 10000 Å. Am wirkungsvollsten hat sich Pumpen im Bereich von 5000 bis 10000 Å erwiesen. Nach einer schnellen Relaxation geht der strahlende Übergang bei 2,3 μm zu einem angeregten Niveau, das 28,8 cm^{-1} (870 GHz) [1329] über dem Grundzustand liegt. Bei Zimmertemperatur und auch noch bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff (77 °K) ist der tiefere Laserterm teilweise thermisch besetzt, so daß die Substanz als Drei-Niveau-

Material anzusehen ist. Bei Heliumtemperatur ist der untere Laserterm leer, so daß wir dann von einem Vier-Niveau-Material sprechen können. Bei Heliumtemperatur ist Verstärkung durch stimulierte Emission wegen der extrem geringen Linienbreite in dieser Lasersubstanz bereits bei außerordentlich niedriger Anregung möglich; bei höherer Temperatur ist eine mit der Temperatur steigende Pumpanregung zur Erreichung der Inversion nötig.

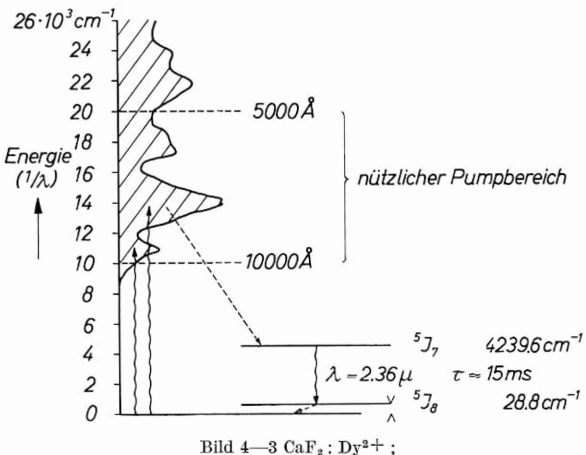


Bild 4—3 $CaF_2 : Dy^{2+}$;
vereinfachtes Energieniveauschema (nach Z. J. KISS 1334).

Selbst bei Stickstofftemperatur ist die Linienbreite noch unter 3 GHz, und das Material kann mit einer Glühlampe zu hoher Verstärkung gepumpt werden.

Dyrosium wird beim Ziehen der Kristalle als dreiwertiges Ion eingebaut. Durch γ-Bestrahlung der fertigen Kristalle wird ein Teil der Ionen zu Dy^{2+} reduziert. Die Dy^{2+}-Dotierung bleibt in der Regel sehr klein, so daß in diesem Material die Inversion nicht klein gegen die Gesamtzahl der Ionen ist.

d) Energieaustausch in dielektrischen Kristallen

Eine Variation des optischen Pumpens benutzt einen Energieaustausch verschiedener Ionen in einem dielektrischen Kristall. Es ist möglich, ein erstes fluoreszierendes Ion optisch zu pumpen und durch Resonanzabsorption Inversion eines zweiten Ions hervorzurufen. Beispiele hierfür sind verschiedene dielektrische Kristalle mit zwei oder

mehr unterschiedlichen seltenen Erden als aktiven Substanzen [427, 613, 821, 1116, 1909].

Das bisher einzige dielektrische System dieser Art, das eine wirkliche Verbesserung gegenüber einfachen Systemen darstellt, ist Yttrium-Aluminium-Granat, der gleichzeitig mit Chrom und mit Neodym dotiert ist [1339]. Das Termschema des Chroms in YAG ist dem von Rubin ähnlich. Der den R-Linien entsprechende Übergang wird in einem Drei-Niveau-Prozeß gepumpt und gibt seine Anregung in einem Resonanzprozeß an das Neodym weiter (Bild 4—4). Damit kann z. B. mit einer Quecksilberhochdrucklampe breitbandig gepumpt werden und ein besserer Pumpwirkungsgrad erreicht werden als in dem einfachen YAG:Nd^{3+}-System, bei dem die Absorption der verbreiterten Quecksilberlinien gering ist.

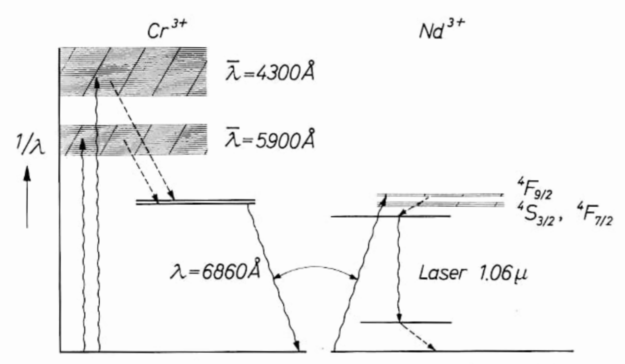


Bild 4—4 Energieniveauschema von YAG : Cr^{3+} — Nd^{3+}
Die Neodymionen werden durch die spontane Emission der Chromionen gepumpt.

e) Metallorganische Laser

Besonders interessant ist die Anregung durch Energieaustausch in dem Beispiel des Europium-Chelat-Lasers, dessen Termschema in Bild (4—5) skizziert ist. Hier ist das aktive Ion Europium in ein organisches Chelatmolekül eingebaut. Infolge der Abschirmung der optischen Elektronen des Europiums durch äußere Elektronenhüllen ist die Fluoreszenzlinie des Europiums von der Umgebung weitgehend unabhängig. Das Chelatmolekül hat in einem großen Spektralbereich einen außerordentlich hohen Absorptionswirkungsquerschnitt, so daß schon in dünnen Schichten die gesamte Pumpenergie absorbiert wird. Die angeregten Chelatmoleküle geben ihre Anregung schmalbandig durch Resonanzaustausch an das eingebaute Europium-Ion weiter. Hier ist es

also möglich, ein Ion, das selbst nur schmalbandige Pumpübergänge hat, als Substituent optisch breitbandig zu pumpen. Große Bedeutung haben die Chelat-Laser allerdings bisher noch nicht gewonnen.

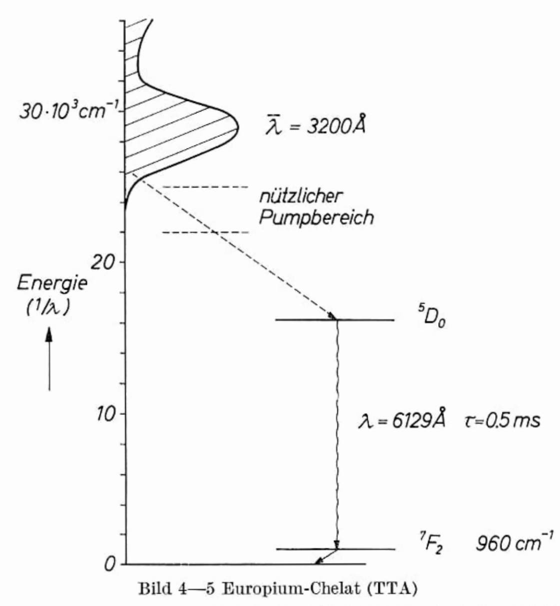


Bild 4—5 Europium-Chelat (TTA)

Der maximale Absorptionskoeffizient des ultravioletten Pumpbandes beträgt $9 \cdot 10^4$ cm^{-1} $(Mol/Liter)^{-1}$, so daß Pumplicht in diesem Bereich in einer dünnen Haut bereits vollständig absorbiert wird. Nutzbar für Laser ist nur der langwellige Ausläufer, da hier das Pumplicht ins Innere der Lösungen eindringen kann (nach A. LEMPICKI u.a. [1459]).

Europium-Chelate werden meist in Lösungen bei tiefer Temperatur gepumpt („Flüssigkeits-Laser"). Es ist eigentlich nach ihrem Mechanismus nicht gerechtfertigt, sie als „organische Laser" zu bezeichnen, da das Europium-Ion in seiner Emission als seltene Erde von der Umgebung weitgehend unabhängig ist und damit zum Beispiel die Abstimmbarkeit durch chemische Substitution entfällt, die man sich von echten organischen Lasern verspricht.

Einen regelrechten organischen Laser gibt es bisher nicht; Publikationen über stimulierte Emission in Anthracen und anderen organischen Molekülen [1750, 1751] dürften auf einer Fehlinterpretation der Beobachtungen beruhen (Diskussion bei [1750]).

Literatur über organische Laser siehe: Tagungsbericht der Konferenz über organische Laser 1964 [1459, 1834, 2135, 2170, 2608, 2671, 3132], sowie Kap. 16.

Die Methode des optischen Pumpens erscheint zunächst als unökonomisch, da Licht eine sehr kostbare Art der Energie ist. Ihre Bedeutung ist dadurch gegeben, daß sie die einzige Möglichkeit darstellt, dielektrische Festkörper zu invertieren. Nur in solchen Materialien ist es möglich, hohe Konzentrationen aktiver Atome ohne gegenseitige Störung aufrechtzuerhalten. In einem dielektrischen Kristallgitter werden die aktiven Atome an bestimmten Plätzen festgehalten, so daß ihre Wechselwirkung gering ist. In einem Gas mit entsprechender Konzentration der Atome würde dagegen durch Stöße unter den aktiven Atomen die notwendige Isolierung der einzelnen Atome verlorengehen. Eine große Dichte der emittierenden Atome ist jedoch gleichbedeutend mit einem hohen Energieumsatz pro Raumeinheit. Für leistungsstarke Laser kommen also überwiegend solche Systeme in Frage [Review 833].

4.2. Gasentladungslaser

4.2.1. Entleerung des unteren Laserterms

Den Molekülen oder Atomen eines Gases kann Energie durch Stoßanregung in einer Gasentladung zugeführt werden. Dabei ist es in mannigfacher Weise möglich, bestimmte Energiezustände zu besetzen.

Für die Aufrechterhaltung der Inversion zwischen zwei Termen eines Vier-Niveau-Systems ist es notwendig, Atome bevorzugt in dem oberen Zustand anzuregen und Atome, die durch spontane oder stimulierte Emission in den tieferen Zustand gelangen, wieder in den Grundzustand überzuführen.

Bei Kristall-Lasern wird der zweite Prozeß durch die starke Wechselwirkung mit dem Kristallgitter unter Relaxation ohne besonderen Aufwand stets genügend schnell vor sich gehen. In Gas-Lasern erfordert seine Realisierung besondere Maßnahmen. Bei den üblichen Drukken von 0,1 bis 1 Torr und den gegebenen Abmessungen der Entladungsrohre sind Übergänge in den Grundzustand, die im Ultravioletten liegen, regelmäßig durch Selbstabsorption metastabil: Ein spontan emittiertes Quant wird mit großer Wahrscheinlichkeit von einem Atom im Grundzustand reabsorbiert, das in den angeregten Zustand übergeht, so daß die Zahl der angeregten Atome konstant bleibt. Die Lebensdauer wird durch diese Resonanzabsorption (trapping) gegenüber der strahlenden Lebensdauer isolierter Atome außerordentlich stark verlängert.

Das System muß daher so ausgelegt sein, daß die Atome aus dem tieferen Laserterm durch nichtstrahlende Prozesse in den Grundzu-

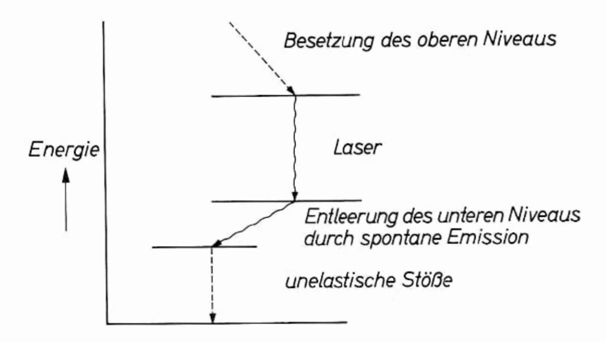


Bild 4—6 Entleerung der unteren Laserniveaus durch spontane Emission zu einem unbesetzten angeregten Niveau

stand übergehen oder daß der Grundzustand nicht wesentlich besetzt ist.

Die erste Möglichkeit wird bei vielen Gaslasern in der Art ausgenützt, daß die Atome vom unteren Laser-Niveau nach Bild (4—6) schnell unter spontaner Emission in ein Zwischenniveau übergehen und von dort strahlungslos durch unelastische Stöße an der Wand des Entladungsgefäßes in den Grundzustand zurückkehren. Damit der spontane Übergang nicht selbst wieder metastabil wird, muß die Selbstabsorption gering und die Relaxation an der Wand schnell sein. Beides erreicht man durch Wahl eines kleinen Rohrdurchmessers bei lichtdurchlässigen Gefäßwänden. Der notwendige geringe Rohrdurchmesser von einigen Millimetern beschränkt das wirksame Materialvolumen und damit die umsetzbare Leistung. Typisch für diese Art der Entleerung des unteren Laserniveaus sind Edelgas-Laser und der bekannte Helium-Neon-Laser, bei dem man dementsprechend in weiten Grenzen eine Proportionalität der erreichbaren Inversionsdichte zum reziproken Rohrdurchmesser beobachtet.

Die zweite Möglichkeit, den Grundzustand unbesetzt zu halten, bietet sich bei Gasen, in denen die Laserübergänge einem ionisierten Atom oder einer monoatomaren Komponente eines dissoziierten mehratomigen Gases zugehören. Die Konzentration der Ionen oder der monoatomaren Komponenten in ihrem Grundzustand ist in diesem Fall gering, da sie durch Rekombination schnell beseitigt werden. Der untere Laserterm kann daher nicht metastabil werden und wird nach Bild (4—7) durch spontane Emission zum Grundzustand der Dissoziations- oder Ionisationsprodukte entleert. Beispiele hierfür sind Laser mit atomarem Sauerstoff, Stickstoff, Chlor, Jod usw. sowie Laser mit

ionisiertem Quecksilber, Argon und anderen Edelgasen, Jod etc. Hier ist die Wahl des Rohrdurchmessers freigestellt, und es können große Gasquerschnitte gepumpt werden. Der Engpaß in der Entleerung des unteren Zustandes entfällt. Die erreichbaren Inversionen führen teilweise zu außerordentlich hohen Verstärkungen.

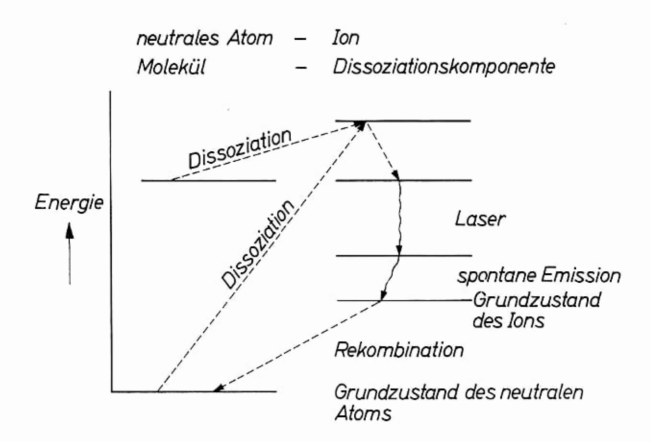


Bild 4—7 Entleerung des unteren Laserniveaus durch spontane Emission zum unbesetzten Grundzustand einer Dissoziationskomponente.

4.2.2. Anregung des oberen Laserterms durch Elektronenstoß

Bei allen Edelgasen ist es möglich, durch Stöße mit Elektronen ganze Serien hochgelegener Niveaus bevorzugt zu bevölkern. Der Grundzustand der Edelgase ist ein p-Zustand. Für die Anregung durch Elektronenstoß gilt die Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$. Die Atome können nur in s- oder d-Zustände geraten. (Wegen der Bezeichnung der Terme verweisen wir auf die Lehrbücher der Atomphysik. Hier sei nur daran erinnert, daß die Chiffren $s, p, d \ldots$ für die Drehimpulsquantenzahlen $l = 0, 1, 2 \ldots$ stehen). Nach Bild (4—8) sind damit alle s-p- und d-p-Übergänge zwischen angeregten Zuständen invertiert. Die Inversion wird dadurch unterstützt, daß die Übergänge zum Grundzustand, die durchweg im Ultraviolett liegen, alle durch Resonanzabsorption metastabil sind und daß strahlende Übergänge wieder die Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ befolgen.

Mit dieser Methode wurden in reinen Edelgasen (und auch in anderen Gasen) zahlreiche invertierte Übergänge beobachtet [719]. Durch Beimengung von Helium kann im Xenonlaser bei 3,5 μm eine außerordentliche Erhöhung der Verstärkung erreicht werden [1857], wahr-

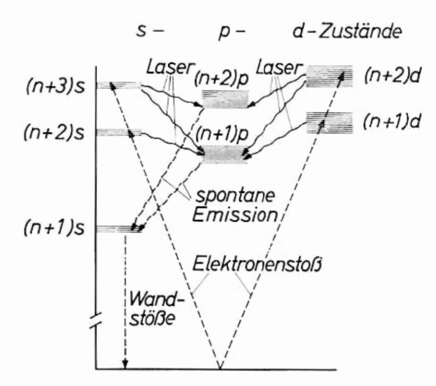


Bild 4—8 Inversion ganzer Übergangsserien beim Edelgas-Laser durch Elektronenstoß nach der Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ (nach W. R. BENNETT, Jr. [210]).

scheinlich eine Folge der höheren Elektronendichte, die in dem leichter ionisierbaren Gas erzeugt wird.

Die sehr allgemeine Anwendbarkeit der selektiven Anregung durch Elektronenstoß beruht darauf, daß der Wirkungsquerschnitt gegen Elektronenstoß sehr breitbandig ist, d. h., es ist nicht notwendig, mit monoenergetischen Elektronen anzuregen. Der mögliche Energieunterschied liegt im Bereich $\Delta E = 1$ bis 100 eV [210]. Als allgemeine Regel gilt, daß die Anregungswahrscheinlichkeit groß ist für solche Übergänge, die auch eine hohe spontane Übergangswahrscheinlichkeit haben, wobei in Lasern diese Übergänge durch Selbstabsorption metastabil werden. Die angeregten Atome bleiben also lange im oberen Zustand.

Man kann den Anregungsmechanismus symbolisch formulieren:

$$x + e = x^* + e + \Delta E.$$

4.2.3. Anregung des oberen Laserterms durch Dissoziation

Eine große Klasse von Lasermaterialien kann durch Dissoziation mehratomiger Moleküle beim Stoß mit angeregten Atomen invertiert werden. Dabei geht in der Regel ein Dissoziationspartner zum Grundzustand, der andere entsteht in einem angeregten Zustand, von dem aus invertierte Übergänge möglich sind.

Als Stoßpartner eignen sich vor allem Edelgasatome, die durch Elektronenstoß in metastabile Zustände angeregt werden.

Für die selektive Anregung muß die Dissoziations- und Anregungsenergie mit der Energie der metastabilen Atome übereinstimmen. Da

es sich jedoch um ein Drei-Körper-Problem handelt, sind die Anforderungen an die Koinzidenz mäßig: $\Delta E < 1-2\,\text{eV}$. Energiedifferenzen werden durch intramolekulare Übergänge vor der Dissoziation ausgeglichen. Die Methode ist daher recht allgemein anwendbar. Typische Lasermaterialien sind atomarer Kohlenstoff, Stickstoff, Sauerstoff, Schwefel, Brom, Jod, Chlor etc., die aus dem Stoß von Helium- oder Neonatomen mit CO, CO_2, NO, N_2O, SF_6 in einer Gasentladung entstehen [1898].

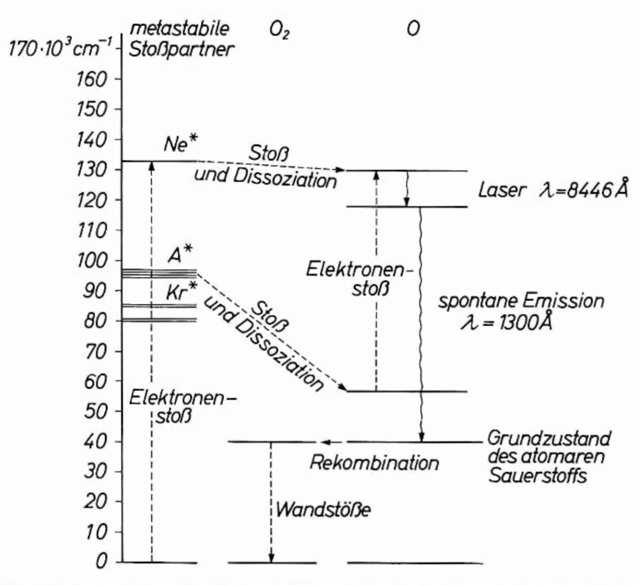


Bild 4—9 Energieniveauschema des Sauerstoff-Lasers (vereinfacht nach W. R. BENNET [211]). Die Sauerstoffniveaus entsprechen dem Grenzfall unendlich großen Kernabstands.

Bild (4—9) zeigt als Beispiel vereinfacht das Termschema des Sauerstoff-Lasers. Bei Anregung durch Neon wird der obere Laserterm direkt besetzt. Bei Anregung mit Argon entsteht zunächst ein metastabiler angeregter Zustand des atomaren Sauerstoffes, von dem aus durch Elektronenstoß der obere Laserterm besetzt wird. Der Laserübergang liegt bei 8446 Å. Der untere Term wird durch spontane Emission zum Grundzustand des atomaren Sauerstoffs entleert, welcher schnell rekombiniert, so daß keine Reabsorption möglich ist.

Die Anregung durch Dissoziationsstoß können wir symbolisch formulieren [210]:

$$x^* + y_2 = y^* + y + x + \Delta E.$$

4.2.4. Anregung des oberen Laserterms durch unelastischen Stoß zwischen Atomen; Helium-Neon-Laser

Eine direkte selektive Anregung einer Atomsorte ist durch Stoß mit einem angeregten anderen Atom möglich, wenn die Energien des jeweiligen Niveaus innerhalb enger Grenzen zusammenfallen. Bei diesem Zweikörperproblem:

$$x^* + y = x + y^* + \Delta E$$

muß die Koinzidenz sehr gut erfüllt sein. Die Energiedifferenz muß etwa innerhalb $k \cdot T$, entsprechend typischerweise 0,1 eV bleiben.

Die Methode ist daher nicht allgemein anwendbar, führt jedoch bei den wenigen möglichen Elementkombinationen zu einem besonders wirkungsvollen Inversionszyklus.

Sie wird in dem bekannten und weitaus am eingehendsten untersuchten Helium-Neon-Laser verwendet, der darauf aufbaut, daß angeregte Niveaus von Neon sehr genau mit solchen von Helium zusammenfallen und daß die durch Elektronenstoß angeregten Heliumatome durch Resonanzabsorption metastabil sind.

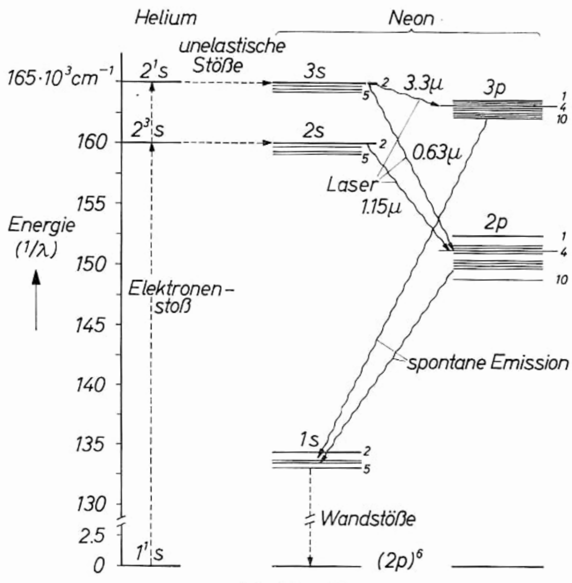


Bild 4—10 Helium-Neon-Laser

Laserübergänge im Sichtbaren und im nahen Infrarot. Unter geeigneten Bedingungen können außer den drei stärksten Linien bei 0,6398 μm, 1,1531 μm und 3,3913 μm auch die übrigen Kombinationen der Multipletts zur Verstärkung gebracht werden.

Bild (4—10) zeigt das vereinfachte Termschema. Die durch Stoß mit den metastabilen Heliumatomen in die $2s$- und $3s$-Niveaus angeregten Neonatome finden drei invertierte Übergänge vor:

$3s$—$3p$ bei 3,3 μm, $3s$—$2p$ bei 0,6 μm, $2s$—$2p$ bei 1,1 μm. Die Neon-Niveaus sind Multipletts, und unter geeigneten Bedingungen können praktisch alle Übergangskombinationen zur Emission gebracht werden. Normalerweise bilden sich die drei Linien mit den größten Übergangswahrscheinlichkeiten bei 0,6328 μm, bei 1,1523 μm und bei 3,3913 μm aus.

Der Übergang $3s_2$—$2p_4$ bei 0,6328 μm ist besonders dadurch wichtig geworden, daß er den ersten kontinuierlichen Laser im sichtbaren Spektralbereich ermöglichte. Diese Linie wird zur Zeit ganz überwiegend für praktische Anwendungen benutzt [2569].

Die 3,39 μm-Linie erreicht die hohe Verstärkung von z.B. 100/Meter gegenüber 1,05/Meter bei 0,63 μm unter vergleichbaren Bedingungen.

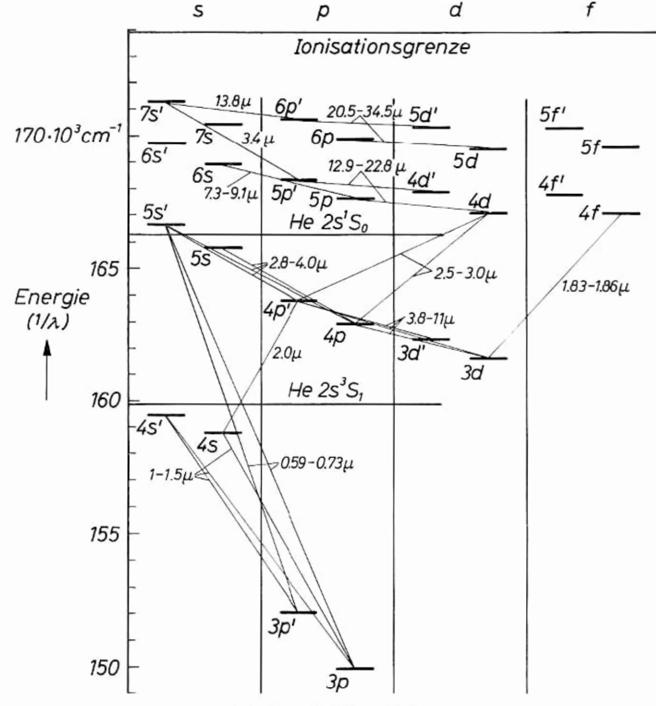


Bild 4—11 Neon-Laser
Laserübergänge zwischen hoch angeregten Niveaus
(schematisch vereinfacht nach W. L. FAUST u.a. [717]).

Die größere Verstärkung entsteht dadurch, daß die Besetzung des Endterms $3p$ sehr klein ist gegen die von $2p$, so daß bei gleicher Besetzung des oberen Niveaus der infrarote Übergang eine wesentlich höhere Inversion aufweist.

Da die beiden Übergänge bei 0,63 μm und bei 3,39 μm den oberen Laserterm gemeinsam haben, stören sie sich gegenseitig im Laserbetrieb. Man muß den unerwünschten Übergang durch entsprechende selektive Maßnahmen unterdrücken, um höchste Verstärkung zu erreichen.

Vom unteren Laserterm gehen die Atome durch spontane Emission zum Zustand $1s$ und von hier durch Relaxation an der Wand in den Grundzustand.

Der Inversionsmechanismus funktioniert im Helium-Neon-Laser auch für die höher angeregten Zustände, die in Bild (4—11) vereinfacht dargestellt sind. Da die Abstände der hochangeregten Zustände immer kleiner werden, liegen die entsprechenden Übergänge immer weiter im Infrarot. Laseroszillationen wurden inzwischen in Neon bis ins Gebiet der Submillimeterwellen nachgewiesen [717, 1893, 1894].

Typische Fülldrucke für He-Ne-Laser sind 0,1 Torr Neon und 0,5 bis 5 Torr Helium.

Ein weiteres Beispiel für Stoßanregung ist der N_2-CO_2-Laser [1886] bei dem metastabile N_2-Moleküle durch Stoß mit CO_2-Molekülen einen P-Zweig Rotationsübergang des $00°1 - 10°0$ Vibrationsbandes (siehe Kap. 4.2.6.) bei 10,5716 μm und bei 10,5915 μm mit außerordentlich hohem Wirkungsgrad invertieren [2958, 3095].

4.2.5. Inversion in gepulsten Entladungen

Bei den bisher beschriebenen Systemen kann die Inversion im Dauerbetrieb aufrechterhalten werden. Im Impulsbetrieb ist darüber hinaus auch eine Inversion von solchen Übergängen möglich, bei denen im Gleichgewicht der tiefere Term stärker besetzt ist. Man nützt dabei die Tatsache aus, daß in vielen Fällen das Gleichgewicht der Besetzung im oberen Term schneller erreicht wird als im unteren.

So können z. B. auch solche Übergänge invertiert werden, bei denen der untere Zustand metastabil ist. Ein Beispiel bildet der Übergang $2p - 1s$ des He-Ne-Lasers. Der untere Term wird durch spontane Emission besetzt und durch Diffusion zur Wand und Rekombination entleert. Im Gleichgewicht ist die Relaxation so langsam, daß sich eine erhebliche Besetzung in $1s$ aufbaut; Inversion $2p - 1s$ ist nicht mög-

lich. Im Anstieg einer gepulsten Entladung ist dagegen $1s$ leer, und der Übergang $2p-1s$ wird kurzzeitig invertiert. Wegen der hohen Übergangswahrscheinlichkeit tritt dabei sogar eine sehr hohe Verstärkung auf [2084].

Wie in diesem Beispiel kann im Impulsbetrieb in zahlreichen Materialien auch bei ungünstigen Voraussetzungen für Dauerbetrieb eine Inversion erzeugt werden. Man geht heute bei der Suche nach neuen Übergängen im allgemeinen so vor, daß man zunächst mit impulsförmigen Entladungen arbeitet und dann versucht, die Inversion im Dauerbetrieb aufrechtzuerhalten.

Bei Laserübergängen, die grundsätzlich kontinuierlich invertiert werden können, wird unter Umständen eine starke Erhöhung der momentanen Inversion im Impulsbetrieb erreicht. Dies ist besonders dann der Fall, wenn der Übergang zum Grundzustand eine Engstelle („bottleneck") des Vier-Niveau-Zyklus darstellt, so daß sich im Dauerbetrieb eine erhebliche Besetzung des unteren Laserterms aufbaut. Beim He-Ne-Laser kann so die momentane Leistung eines Oszillators durch Impulsbetrieb um 4 Größenordnungen von z. B. 10 mW auf 100 W erhöht werden [59].

4.2.6. Anregung durch Zusammenwirken mehrerer Prozesse

Beim Argon-Sauerstoff-Laser hatten wir bereits erwähnt, daß die Anregung in dem oberen Laserterm in zwei Stufen geschieht: Dissoziation durch Stoß mit einem metastabilen Argonatom + Anregung durch Elektronenstoß.

Durch Kombination der verschiedenen beschriebenen Anregungsprozesse können in zahlreichen Gasen Inversionen erzeugt werden, wobei es oft schwierig ist, den genauen Anregungsmechanismus zu analysieren. Als Beispiel wollen wir den CO_2-Laser beschreiben, bei dem Rotations-Schwingungsübergänge des mehratomigen Moleküls in ganzen Serien invertiert werden [1882]. In ähnlicher Weise können Übergänge in anderen mehratomigen Gasen invertiert werden.

Bild (4—12) zeigt das vereinfachte Termschema. CO_2-Moleküle dissoziieren durch Elektronenstoß:

$$CO_2 + e \rightarrow CO^* + O + e - \Delta E.$$

Das dissoziierte CO^*-Molekül geht unter Strahlung im Sichtbaren in einen tieferen Zustand CO^{**} über:

$$CO^* \rightarrow CO^{**} + h\nu.$$

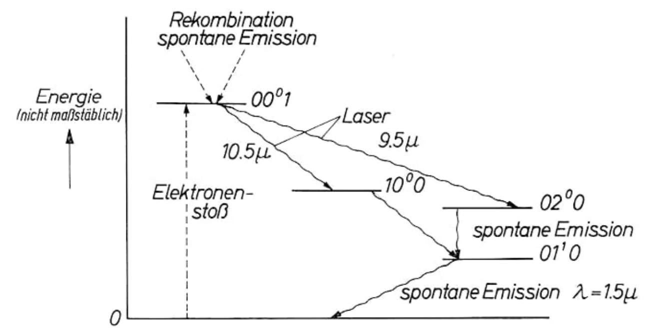


Bild 4—12 Vereinfachter Pumpzyklus des CO_2-Lasers (nach C. K. N. PATEL [1884])

Von hier aus rekombiniert es mit atomarem Sauerstoff in einem hoch angeregten Zustand

$$CO^{**} + O \rightarrow CO_2^{*}.$$

Aus diesem Zustand geht es unter mehrfachen strahlungslosen und strahlenden Prozessen in den oberen Laserterm über. Der untere Laserterm wird in zwei Stufen durch spontane Emission entleert. Dabei ist der Übergang zum Grundzustand bereits so langwellig, daß die Selbstabsorption gering ist, der Übergang also nicht metastabil wird.

Die in Bild (4—12) einfach gezeichneten Laserniveaus sind vielfache Rotations-Schwingungsniveaus. Bild (4—13) zeigt einen Ausschnitt

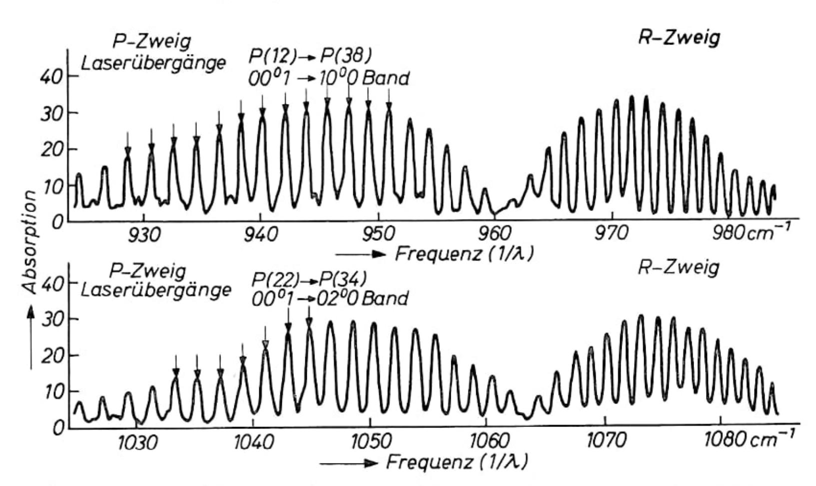


Bild 4—13 Ausschnitt aus dem Absorptionsspektrum von CO_2 und Laserübergänge (Pfeile) (nach C. K. N. PATEL [1884])

aus dem Absorptionsspektrum, in dem die zahlreichen Einzellinien eingezeichnet sind, die zu Laserschwingungen angeregt werden konnten.

Wie bereits erwähnt (Kap. 4.2.4.), gelingt es in CO_2-N_2 oder CO_2-Luft-Gemischen den Übergang P 18 und P 20 des 00°1— 10°0 Bandes selektiv anzuregen. Dabei werden sehr hohe Inversionsdichten erreicht [1886, 2958, 3095].

4.2.7. Linienbreiten und Übergangswahrscheinlichkeiten

In den verdünnten Gasen von Lasern wird die Linienbreite im wesentlichen durch die natürliche Lebensdauer und durch Dopplerverbreiterung bestimmt, während Druckverbreiterung (Verkürzung der Lebensdauer durch Stöße) im allgemeinen unwesentlich ist.

Die natürliche Linienbreite folgt aus den spontanen Lebensdauern $\tau_{2,1}$ der beiden Laserniveaus zu:

$$\Delta \nu_\tau = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right).$$

Bei Neon betragen z. B. die spontanen Lebensdauern bei 1,15 μm rund $\tau_1 = 10^{-7}$ s, $\tau_2 = 10^{-8}$ s. Die natürliche Linienbreite liegt nach Messungen bei 70 MHz [210]. Auch sonst liegt die spontane Lebensdauer bei Gaslasern im allgemeinen im Bereich 10^{-8}–10^{-7}s, die natürliche Linienbreite also bei 10–100 MHz. Nur bei einzelnen Übergängen, die vor allem in gepulsten Lasern verwendet werden. sind die natürlichen Linienbreiten größer.

Entsprechend der kurzen Lebensdauer ist die Übergangswahrscheinlichkeit in Gaslasern höher als bei Festkörperlasern. Daß oft eine wesentlich niedrigere Verstärkung erzielt wird, beruht darauf, daß die erreichbare Inversion wegen der rund 10^5-fach geringeren Teilchendichte und wegen des Engpasses in der Entleerung des unteren Laserterms beschränkt ist. In den Fällen, wo die letzte Schwierigkeit entfällt, werden in der Tat sehr hohe Verstärkungen erreicht.

Im allgemeinen ist die Dopplerbreite bei Gaslasern wesentlich größer als die natürliche Linienbreite. Die Dopplerverbreiterung entsteht dadurch, daß die Atome in der Gasentladung relativ zum Lichtsignal bewegt sind, so daß für Atome mit einer Bewegungskomponente parallel zur Lichtfortpflanzungsrichtung ein Dopplereffekt auftritt. Er führt dazu, daß Atome verschiedener Bewegungsrichtung eine unterschiedliche Frequenzlage der natürlich verbreiterten Linienmitte haben.

Wenn monochromatisches Licht durch das Gas läuft, dann können nur solche Atome wechselwirken, bei denen die Frequenz des Lichtes innerhalb der natürlichen Linienbreite liegt. Bild (4—14) zeigt dies an einem vereinfachten Beispiel.

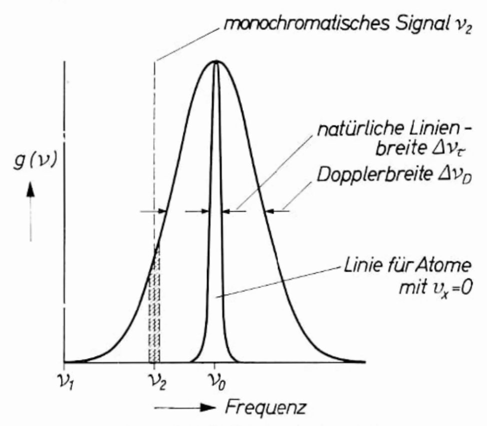


Bild 4—14 Dopplerverbreiterte Linie

Die Frequenz ν_0 ist die Mittenfrequenz der natürlichen Linie für die Atome, die sich in einer Ebene senkrecht zum Lichtstrahl bewegen. Mit einem monochromatischen Signal ν_2 können nur Atome im schraffierten Bereich wechselwirken.

Wenn die Dopplerverbreiterung groß ist gegen die natürliche Linienbreite, dann hat die resultierende Linie Gaußform mit der vollen Halbwertsbreite

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}\ln 2}\,.$$

M ist dabei das Molekulargewicht, ν_0 die Frequenz der Linienmitte.

Schmale Linien sind also bei langen Wellenlängen und bei Gasen mit hohem Molekulargewicht, bei den Edelgasen für die Gase mit hohem Atomgewicht, zu erwarten.

Im Beispiel des Neon führt die Wellenlängenabhängigkeit beim Helium-Neon-Laser zu einer Linienbreite von 300 MHz bei 3,3 μm, von 900 MHz bei 1,15 μm und von 1500 MHz bei 0,63 μm. Die Dopplerbreite ist also hier groß gegen die natürliche Linienbreite. Dies hat den praktischen Nachteil, daß nur ein Teil der Atome, etwa der Bruchteil $\Delta\nu_\tau/\Delta\nu_D$ für die Verstärkung einer monochromatischen Lichtwelle zur Verfügung steht (Kap. 7). Die Linie ist „inhomogen verbreitert“.

Bei den schweren Edelgasen und bei großen Wellenlängen, z. B. bei den Xenonwellenlängen im mittleren und tiefen Infrarot oder beim

CO_2-N_2-Laser, ist die Linie überwiegend durch die natürliche Lebensdauer bestimmt. Hier können alle Atome an der Wechselwirkung mit einer monochromatischen Lichtwelle teilnehmen; die Linie ist „homogen verbreitert".

Die Linie des He-Ne-Lasers ist merklich unsymmetrisch verbreitert durch die Existenz von zwei Neonisotopen (91 % Ne^{20} und 9 % Ne^{22}). Mit isotopenreinem Neon kann eine geringere Linienbreite und höhere Verstärkung erreicht werden. Die Beimengung von isotopenreinem He^3 führt bei der 0,63 μm-Linie ebenfalls zu einer erhöhten Inversion [922].

4.2.8. Anregung der Gasentladung

Das Gasgemisch wird im allgemeinen in ein Quarzrohr von 3—20 mm Durchmesser eingebracht, das beidseitig mit Fenstern abgeschlossen ist. Vorteilhaft verbindet man das eigentliche Entladungsgefäß mit einem größeren Puffergefäß, durch das der Effekt der Gasaufzehrung und der Verunreinigung durch Gasausbrüche verringert wird (Bild 4—15). Im Laboratorium bleibt das Entladungsrohr oft mit einer Pump- und

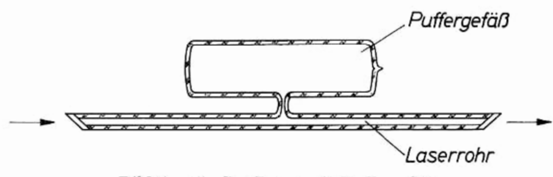


Bild 4—15 Gas-Laser mit Puffergefäß

Füllanlage verbunden. An die Verbindungen und Pumpanlagen werden die Forderungen einer mäßigen Ultrahochvakuumtechnik gestellt. Aufzehrung und Verunreinigungen können verringert werden, wenn vor dem endgültigen Füllen und Abschmelzen in dem Rohr mehrstündig eine Entladung gebrannt wird.

Für die Anregung der Entladung sind folgende Verfahren üblich:

a) Hochfrequenzanregung mit einem HF-Sender bei 27 oder 40 MHz

Die Frequenz muß über der reziproken Einschwingzeit des Laseroszillators liegen, damit keine Modulation der Ausgangsstrahlung auftritt; ansonsten ist sie unkritisch. Der Oszillator wird nach Bild (4—16) über einen Transformator mit Außenelektroden an die Röhre angekoppelt. Übliche Pumpleistungen sind 10—30 Watt.

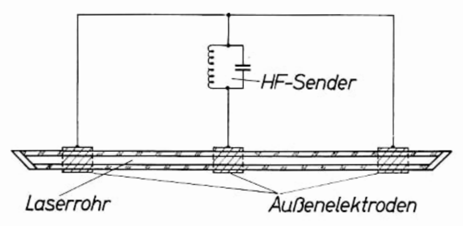


Bild 4—16 Gas-Laser mit HF-Anregung

Für gepulste Laser eignen sich Magnetronsender, wie sie für Radaranlagen verwendet werden. Mit ihnen können HF-Impulse regelbarer Dauer und Folgefrequenz mit Leistungen im kW-Bereich erzeugt werden.

Ein Vorteil der HF-Anregung ist, daß keine Elektroden im Innern der Gasentladung notwendig sind. Dies führt zu einer geringen Verunreinigung der Füllung und damit zu einer langen Lebensdauer, die bei kommerziellen Geräten im Bereich 100—1000 Stunden liegt. Die Entladung ist besonders „ruhig".

b) Gleichstromentladung längs der Rohrachse

Mit geringerem Aufwand ist die Anregung mit Innenkathoden bei Gleichstromspeisung nach Bild (4—17) möglich. Die Betriebsspannung liegt typischerweise bei 1000—3000 V, der Röhrenstrom bei 10—25 mA. Bei den Lasern mit ionisierten Gasen, wie beim Argon-Laser, werden sehr hohe Stromdichten benötigt. Dauerbetrieb ist in diesen Röhren

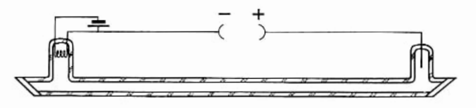


Bild 4—17 Gas-Laser mit Gleichstrom-Anregung

erst bei Strömen von einigen Ampere möglich. Die Pumpleistungen liegen im kW-Bereich, und die Röhren müssen wassergekühlt werden, während sonst im allgemeinen eine Kühlung bei Gaslasern nicht notwendig ist [917].

Bei Verwendung kalter Kathoden ist die Verunreinigung durch Zerstäubung groß. Man verwendet heute allgemein direkt oder indirekt geheizte Kathoden. Die Entladung ist bei Gleichstromanregung meist unruhiger als bei HF-Anregung. In Einzelfällen wurden beide Anregungstypen kombiniert.

c) Hohlkathodenentladung

Niedrige Betriebsspannungen von etwa 100—200 V lassen sich bei Gaslasern durch eine Hohlkathodenentladung erreichen. Die Entladung brennt dabei in einem aufgeschnittenen Tantal- oder Molybdänrohr, der Hohlkathode. Als Anode ist ein Molybdänstab in der Nähe des Schlitzes angeordnet (Bild (4—18)). Durch die Hohlkathode wird die

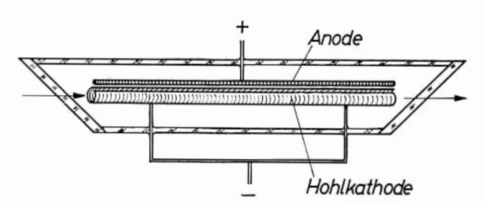


Bild 4—18 Gas-Laser mit Hohlkathode (schematisch)

Entladung von der Gefäßwand ferngehalten, so daß normales Glas dafür verwendet werden kann [1357]. Die Relaxation geschieht hier an der Wand der Hohlkathode, der Außenraum bildet ein Puffervolumen. Eine gleichmäßige Anregung langer Säulen läßt sich mit mehreren Teilkathoden erreichen [2276, 2841].

d) Gittergesteuerte Elektronenanregung

Eine Anregung mit monoenergetischen Elektronen gelang in einem Triodenlaser [2448]. Bild (4—19) zeigt einen Querschnitt durch das Rohr. Zwischen einer geheizten Oxydkathode und dem Anodenblech

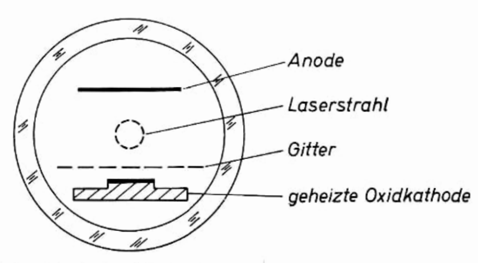


Bild 4—19 Schnitt durch Trioden-Gas-Laser für Anregung durch monoenergetische Elektronen

befindet sich ein Steuergitter. Das Gas in dem Raum zwischen Gitter und Anode kann bei geeigneten Betriebsbedingungen mit nahezu monoenergetischen Elektronen angeregt werden.

Durch Variation der Gitterspannung ist eine Modulation der Entladung möglich. Die Anordnung eignet sich vor allem für Messungen unter definierten Bedingungen.

e) Photodissoziation

Dissoziation von Jodverbindungen wurde durch Belichtung mit einer Blitzlampe unter Inversion von Übergängen des atomaren Jod erreicht [1280]. Die Methode dürfte allgemein anwendbar sein.

Literatur zu Gaslasern

Eine eingehende Analyse der Anregungsmechanismen findet man in dem Review von W. Bennett [210] sowie bei [208, 213, 717, 719, 1898, 2564].

Beschreibung des ersten He-Ne-Gaslasers 1197.

Weitere Arbeiten: [209, 265, 862, 936, 1091, 1138, 1952, 2041, 2042, 2044, 2084, 2085, 2089, 2090, 2713, 2971, 2946].

Die Literatur über die verschiedenen Gas-Laser wird in Kap. 16 aufgeführt.

4.3. Halbleiter-Laser

Elektronen-Loch-Paare in Halbleitern stellen angeregte Zustände dar. Bei ihrer Rekombination wird die Bindungsenergie als Quant spontan emittiert, soweit nicht strahlungslose Prozesse überwiegen. Die Rekombination unter spontaner Emission hat einen hohen Quantenwirkungsgrad, vor allem in Halbleitern mit direktem Band-Band-Übergang wie Galliumarsenid, da hier die Rekombination ein Prozeß erster Ordnung ist. In Halbleitern mit indirektem Übergang wie Silizium ist die Rekombination unter spontaner Emission mit der gleichzeitigen Emission eines Phonons verbunden. Der so erzeugte Übergang ist ein Effekt zweiter Ordnung und hat eine lange strahlende Lebensdauer (10^{-5} s), so daß in der Regel die Lebensdauer durch strahlungslose Prozesse begrenzt wird.

In Materialien mit direktem Übergang ist die Lebensdauer gegen spontane Emission sehr kurz ($10^{-10}-10^{-9}$ s) und entsprechend die mögliche Verstärkung in einem invertierten System außerordentlich hoch. Für Laser kommen daher in erster Linie Materialien mit direktem Übergang, wie z. B. die $A_{III}B_V$-Verbindungen, in Frage [664].

Die Anregung von Elektron-Loch-Paaren ist im Grunde in verschiedenster Weise möglich, z. B. durch Lichteinstrahlung oder Elektronenbeschuß. Praktisch wichtig ist heute nur die Injektion von Elektronen und Löchern in den *pn*-Übergang von Halbleiterdioden. Bild (4—20) zeigt eine aus einer elektronen- (n) und einer löcherleitenden (p)-Schicht aufgebaute Diode. Bei Stromfluß wandern Elektronen und

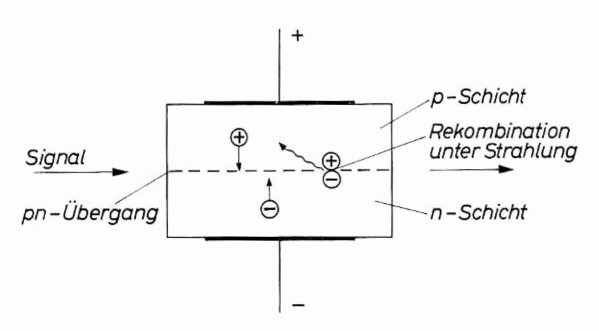


Bild 4—20 Dioden-Laser schematisch

Löcher in die Grenzschicht und rekombinieren hier unter Strahlung. Die spontan emittierte Strahlung kann von anderen Elektronen-Loch-Paaren unter stimulierter Emission verstärkt werden; sie kann aber auch ein neues Elektron-Loch-Paar erzeugen und damit absorbiert werden.

Die Elektronen befinden sich im Leitungsband des Halbleiters, die Löcher im Valenzband. In den Bändern treten schnelle Relaxationsprozesse auf, die zu einem thermischen Gleichgewicht, hier in Form einer Fermiverteilung, führen. Es sind also stets alle tiefen Zustände besetzt. Die injizierten Elektronen gehen vor der Rekombination in die tiefsten leeren Zustände des Leitfähigkeitsbandes über. Löcher im Valenzband befinden sich stets in seinem oberen Bereich. Damit ein Quant emittiert wird, muß sich ein Elektron im Leitfähigkeitsband, ein Loch im Valenzband befinden. Damit das Quant wieder absorbiert wird, muß sich ein passendes Elektron im Valenzband befinden und eine entsprechende leere Stelle im Leitfähigkeitsband.

Man kann nun ein Vier-Niveau-Schema in einem Halbleiter dadurch schaffen, daß man nach Bild (4—21) das Valenzband im oberen Bereich leer läßt und das Leitfähigkeitsband nur in der Nähe der unteren Grenze füllt, so daß $F_l - F_v > h\nu$ ist. F_l und F_v sind die Quasi-Fermi-Niveaus der beiden Bänder. Die Emission geht vom unteren Rand des

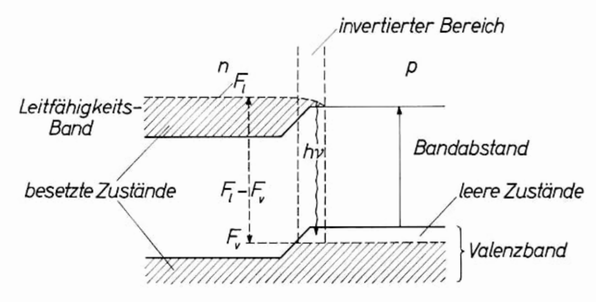


Bild 4—21 Bandschema des Dioden-Lasers, Inversionsbedingung $h\nu < F_l - F_v$

Leitfähigkeitsbandes in das leere Gebiet des Valenzbandes. Das Elektron geht im Valenzband schnell in die unteren Zustände über. Das Quant findet daher kein passendes Elektron für eine Absorption vor. Wir haben also ein Vier-Niveau-Schema nach Bild (4—22). Die Bedingung $F_l - F_v > h\nu$ läßt sich durch die Dotierung des Kristalls steuern. Man benötigt hochdotierte, „entartete" Halbleiter. Ein typisches Beispiel ist Galliumarsenid, das mit Selen, Tellur, Germanium oder Silizium zu einer Trägerdichte von $3 \cdot 10^{17} - 6 \cdot 10^{18}$ Ladungsträgern/cm³ n-dotiert ist. Die p-Schicht wird mit Zink eindiffundiert.

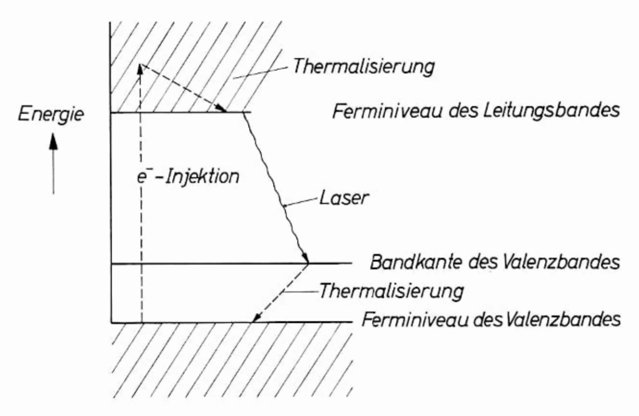


Bild 4—22 Vier-Niveau-Schema des Halbleiter-Lasers

Die Inversion wird im pn-Übergang nach Bild (4—20) erzeugt, wenn durch eine Spannung von der Größe des Bandabstands E_g/e Stromdurchfluß entsteht. Die Quantenenergie ist von der Größenordnung des Bandabstands und beträgt für einige typische Materialien:

GaAs	1,4 eV $\triangleq$ 0,89 μm
InP	1,29 eV $\triangleq$ 0,97 μm
GaSb	0,67 eV $\triangleq$ 1,87 μm
InAs	0,28 eV $\triangleq$ 4,5 μm
InSb	0,16 eV $\triangleq$ 7,8 μm

Die Dioden werden aus größeren Platten in Form kleiner Quader nach Farbbild (4—23) von der Größenordnung (1 mm)^3 hergestellt. Die Endflächen erhält man durch Spalten des Kristalls nach ausgezeichneten Kristallflächen oder durch Polieren als ebene Flächen. Die Dicke der invertierten *pn*-Schicht ist naturgemäß sehr klein, in der Größenordnung 1 μm. Entsprechend hohe Anforderungen werden an die Planität des *pn*-Übergangs gestellt, da beidseitig des *pn*-Übergangs absorbierendes Material angrenzt.

Der Brechungsindex dieser Halbleiter ist hoch: $\mu = 3{,}6$ für GaAs. Die Fresnelsche Reflexion der Oberfläche ist entsprechend groß $\left(\frac{\mu - 1}{\mu + 2}\right)^2 = 0{,}32$. Der Brechungsindex hat eine starke, temperaturabhängige Dispersion.

Die meisten Laserversuche mit Halbleitern werden bei tiefer Temperatur (1,5 °K in abgepumptem Helium, bis 77 °K) durchgeführt. Bei Zimmertemperatur wird die Funktion durch nichtstrahlende Übergänge gestört; durch Wahl spezieller Dotierungsverhältnisse ist es möglich, auch bei höherer Temperatur eine befriedigende Inversion zu erzielen.

Der Wirkungsgrad von Halbleiter-Lasern für strahlende Übergänge kann grundsätzlich nahe 100 % sein. Jedes Elektron-Loch-Paar erzeugt ein Quant. Technische Schwierigkeiten begrenzen zur Zeit den Wirkungsgrad von Dioden-Laseroszillatoren auf etwa 10 %. Die Steigerung des Wirkungsgrads auf höchstmögliche Werte ist praktisch für den Laserbetrieb wichtig, da alle nichtstrahlenden Prozesse zu einer Erwärmung der Diode und damit zu einer Begrenzung der zulässigen Belastung führen.

Von allen Lasermaterialien haben Halbleiter-Laser wegen der hohen spontanen Übergangswahrscheinlichkeit die größte Verstärkung pro Längeneinheit. Diese Eigenschaft erlaubt überhaupt erst die Realisierung von Oszillatoren mit so kleinen Abmessungen.

Bei der Kompliziertheit der Vorgänge in Halbleitern und der Vielzahl der möglichen Systeme müssen wir uns auf die Beschreibung einiger typischer Eigenschaften der heute wichtigen Halbleiter-Laser be-

schränken. Eine eingehende Diskussion des Stands vom Sommer 1964 findet man bei [416], Theorie bei [995].

Bei Halbleiter-Lasern liegen die Hauptprobleme zur Zeit noch auf der Materialseite; die eigentliche Lasertechnik hat hier noch nicht den gleichen Stand erreicht wie bei Gasen und dielektrischen Festkörpern. Wir werden sie daher bei den folgenden Betrachtungen weniger hervorheben. Für die Zukunft kann man nach Überwindung der Materialprobleme mit einer großen Ausdehnung des Gebietes rechnen, und für die praktische Anwendung werden Halbleiter-Laser vielleicht die größte Bedeutung bekommen.

Weiter siehe Kap. 16.

5. Laser-Verstärker und nichtresonante Oszillatoren

Die Verstärkung durch stimulierte Emission wird heute in Laser-Oszillatoren zur Erzeugung von kohärentem Licht angewendet. Die Verwendung von Laser-Materialien zum Verstärken von Licht hat demgegenüber weniger praktische Bedeutung und ist nur für Helium-Neon und besonders für Rubin ausführlicher experimentell untersucht worden. Für das Verständnis des Laser-Oszillators ist es jedoch sinnvoll, zunächst den Laser-Verstärker näher zu betrachten. Wir analysieren erst den einfachen Durchgangsverstärker vom Wanderwellentyp, wie er von J. E. Geusic und H. E. D. Scovil näher beschrieben wurde [874]. Als zweiten Schritt werden wir die Verstärkung der eigenen spontanen Emission in einem solchen Verstärker untersuchen. Das folgende Beispiel des regenerativen Verstärkers wird uns Einblick geben in die Frequenzabhängigkeit solcher Anordnungen und in zwangloser Weise das Verständnis für die selektiven Eigenschaften von Laser-Oszillatoren eröffnen, die wir als modenselektive, gesättigte Rauschverstärker auffassen können [914].

5.1. Wanderfeldverstärker

Wir haben die Verstärkung von Licht beim Durchgang durch invertierte Materie im Kapitel 2 formuliert. Wir wollen nun den Laser-Verstärker näher betrachten. Am besten bekannt sind die Verstärkereigenschaften von Rubin, das als optischer Verstärker von P. Kisliuk und W. S. Boyle [1325] sowie von J. E. Geusic und H. E. D. Scovil [874, 872], beschrieben worden ist.

In Bild (5–1) ist als Beispiel für einen optischen Durchgangsverstärker ein Stab aus Rubin aufgezeichnet, in den nahezu monochromatisches und ebenes Licht der Frequenz ν mit der Energiedichte ρ_0 (ν_0) längs seiner Achse eingestrahlt wird. Die Endflächen des Rubinstabes sollen reflexionsfrei abgeschlossen sein. Dies läßt sich weitgehend durch eine optische Vergütung, oder – wenigstens für eine Polarisationsrichtung – durch die in der Zeichnung angedeutete Anordnung der Endflächen unter dem Brewsterschen Winkel

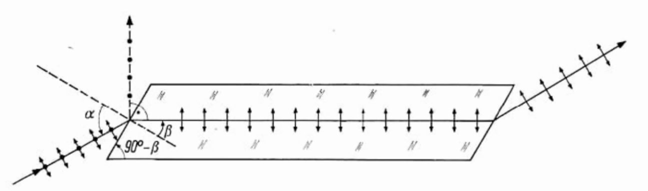


Bild 5—1 Laserverstärker mit reflexionsfreien Endflächen für Strahlen, die in der Zeichenebene linear polarisiert sind

$$tg\,\alpha = \mu \tag{5—1}$$

gegen die einfallende Strahlung erreichen. Nach Gleichung (2—45) wächst die Energiedichte im invertierten Material exponentiell mit der Eindringtiefe an. Wir führen den Einstein-Koeffizienten der spontanen Emission ein:

$$B = \frac{A}{h\nu_0 \dfrac{8\pi\nu^2}{c^3}} \tag{5—2}$$

und erhalten für die Verstärkung V nach Durchlaufen der Stablänge l mit λ_0 als Wellenlänge im Vakuum:

$$V(\nu) = \frac{\varrho(\nu, l)}{\varrho_0(\nu)} = e^{(N_2 - N_1)\,g(\nu)\,\frac{A}{8\pi}\,\frac{\lambda_0^2}{\mu^2}\,l} \tag{5—3}$$

$$\lambda_0 = \lambda\mu$$

Im einfachsten Fall ist die spontane Emissionswahrscheinlichkeit isotrop $\left(A = \frac{1}{\tau}\right)$. In anisotropen Medien ist statt des Faktors $\frac{1}{8\pi\tau}$ die spontane Emissionswahrscheinlichkeit in die Raumwinkeleinheit bei der vorgegebenen Richtung und der vorgegebenen Signalpolarisation einzusetzen. Im Beispiel des Rubins bedeutet dies, daß bei einer Fortpflanzungsrichtung des Signallichts senkrecht zur C-Achse des Kristalls wegen der Bevorzugung einer Polarisationsrichtung der Faktor $\frac{1}{\tau}\,\frac{1}{4\pi}$ einzusetzen ist, wenn das Signal so polarisiert ist, daß es den ordentlichen Strahl darstellt.

Das Signal wird dann maximal verstärkt, wenn seine Frequenz mit der Mittenfrequenz der Linie zusammenfällt. Die Verstärkung in der Linienmitte wird wegen der Normierungsvorschrift je nach der Art der Linie etwas unterschiedlich. Für eine Lorentz-Linie ergibt sich:

$$V_{0L} = e^{(N_2 - N_1)\,\frac{A}{8\pi}\,\frac{\lambda_0^2}{\mu^2}\,l\,\frac{2}{\pi\Delta\nu}}\,. \tag{5—4}$$

Für eine Gauß-Linie ergibt sich als maximale Verstärkung:

$$V_{0G} = e^{(N_2 - N_1) \frac{A}{8\pi} \frac{\lambda_0^2}{\mu^2} l \frac{2}{\Delta\nu} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}}. \tag{5—5}$$

Aus Gleichung (5—3) und aus den Gleichungen für die Lorentz-, bzw. für die Gauß-Kurve (2—48), (2—49) können wir die Bandbreite $\delta\nu$ berechnen, innerhalb deren die Verstärkung auf den halben Wert der maximalen Verstärkung in der Linienmitte sinkt.
Für die Lorentz-Kurve ergibt sich:

$$\delta\nu = \Delta\nu \sqrt{\frac{\lg V_0}{\lg V_0 - \lg 2} - 1}, \tag{5—6}$$

für die Gauß-Kurve erhalten wir:

$$\delta\nu = \Delta\nu \sqrt{\frac{\lg \frac{\lg V_0}{\lg V_0 - \lg 2}}{\lg 2}}. \tag{5—7}$$

In Bild (5—2) ist die Abhängigkeit der Verstärkungsbandbreite $\frac{\delta\nu}{\Delta\nu}$ von der Verstärkung in der Linienmitte graphisch dargestellt. Die Einengung geht für $V - 1 \ll 1$ nur langsam vor sich und ist von der Linienform nur unwesentlich abhängig. Bei $V_0 = 10^4$ beträgt die Bandbreite noch 30 % der spontanen Linienbreite.

Für kleine Verstärkungen sind Gleichung (5—6, 5—7) und Bild (5—2) eine ungeeignete Darstellung. Da in der Verstärkung V stets die Durch-

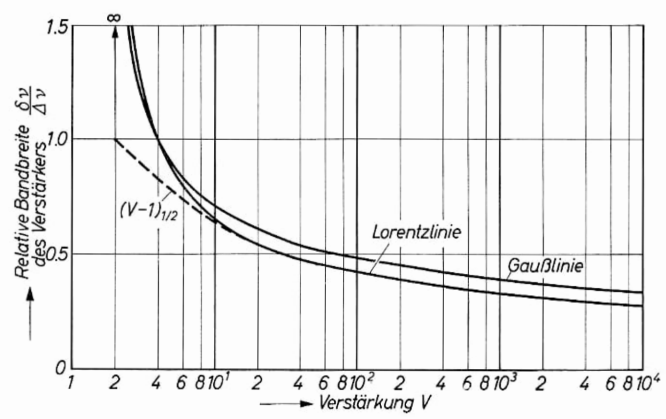


Bild 5—2 Halbwerts-Bandbreite eines Wanderfeld-Laserverstärkers in Abhängigkeit von der Verstärkung pro Durchgang

lässigkeit $V = 1$ enthalten ist, divergiert die so definierte Bandbreite für $V = 2$.

Wirklich interessant ist der Überschuß der Verstärkung über die Eins. Für $V - 1 \ll 1$ erhalten wir näherungsweise

$$\frac{V-1}{V_0-1} \approx \frac{g(\nu)}{g(\nu_0)}. \tag{5--8}$$

Bei kleinen Verstärkungen ist die Verstärkungskurve $(V-1)$ identisch mit der Linie $g(\nu)$ und hat deren Bandbreite. In Bild (5--2) ist gestrichelt angedeutet, wie die so definierte Halbwertsbreite der überschüssigen Verstärkung $(V-1)_{1/2}$ monoton mit der Verstärkung abnimmt.

Am Ausgang des Laser-Verstärkers erscheint, wenn er mit einem gegen die Linienbreite $\Delta\nu$ breitbandigen Signal gespeist wird, eine Linie der Breite $\delta\nu$, die mit wachsender Verstärkung schmaler wird. Die Bandbreiteneinengung mit wachsender Verstärkung ist charakteristisch für jeden Wanderfeld-Verstärker und entsteht dadurch, daß die Verstärkung für Signal-Frequenzen in der Linienmitte stets stärker anwächst als für Signale am Linienrand.

Wir wollen nun für einige einfache Beispiele abschätzen, welche maximalen Verstärkungswerte und Verstärkungsbandbreiten sich mit Laser-Verstärkern vom Wanderfeldtyp erreichen lassen.

Aus Gleichung (5--4) und (5--5) können wir zunächst eine wichtige allgemeine Gesetzmäßigkeit ablesen. Indem wir $A = \frac{1}{\tau}$ setzen, erhalten wir:

$$V_0 = e^{\left(\frac{1}{8\pi}\frac{\lambda_0^2}{\mu^2} l L\right)(N_2-N_1)\frac{1}{\tau\Delta\nu}}. \tag{5--9}$$

L ist dabei ein für die Linienform maßgebender Faktor von der Größenordnung 1.

Die Eigenschaften des speziellen Materials werden durch den letzten Faktor $\frac{1}{\tau\Delta\nu}$ ausgedrückt. Die Linienbreite $\Delta\nu$ ist mit der spontanen Lebensdauer verknüpft. Wenn $\Delta\nu$ gleich der natürlichen Linienbreite ist, dann gilt:

$$\tau\Delta\nu = \text{const} \approx \frac{1}{2\pi}. \tag{5--10}$$

In diesem Fall ist die Verstärkung bei gegebener Frequenz und Inversion unabhängig von den Materialparametern. In dem Maß, wie die

Linienbreite über die natürliche Linienbreite hinaus verbreitert wird, nimmt der Verstärkungskoeffizient ab. Für ein Material hoher Verstärkung soll die Linienverbreiterung durch Dopplereffekt oder sonstige Einflüsse möglichst gering sein.

Wir können die verschiedenen Lasermaterialien direkt durch das jeweilige Produkt $2\pi\tau\Delta\nu$ charakterisieren. Je größer es ist, eine um so höhere Inversion ist zur Erzielung einer vorgegebenen Verstärkung notwendig. Für einige wichtige Lasermaterialien gilt:

Tabelle (5—1)

	Rubin (300 °K)	$CaWO_4:Nd^{3+}$ (300 °K)	Neodymglas LG 55	$CaF_2:Dy^{2+}$ 77 °K	Halbleiter	Gas
τ(s)	$3 \cdot 10^{-3}$	$0{,}13 \cdot 10^{-3}$	$0{,}7 \cdot 10^{-3}$	$16 \cdot 10^{-3}$	10^{-10}	10^{-8}
$\Delta\nu(s^{-1})$	$2 \cdot 10^{11}$	10^{12}	$\sim 2 \cdot 10^{13}$	$\sim 10^{9}$	10^{13}	10^{9}
$2\pi\Delta\nu\tau$	$4 \cdot 10^{9}$	10^{9}	10^{11}	10^{8}	$6 \cdot 10^{3}$	70

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß Gase im Kleinsignalbereich weitgehend ideale Verstärkermaterialien sind. Bei Kristall-Lasern ist eine 10^7- bis 10^9fach höhere Inversion zur Erzielung der gleichen Verstärkung als in einem Gas-Laser notwendig — eine Folge der starken Linienverbreiterung in Kristallen. Allerdings läßt sich in Festkörper-Lasern auch eine etwa im gleichen Verhältnis höhere Inversion erzielen, so daß die reale Verstärkung bei beiden Stoffgruppen vergleichbare Größenordnungen erreicht. In Halbleitern ist die Verbreiterung der Linie relativ gering. Bei den möglichen hohen Inversionen treten sehr große Verstärkungswerte auf, die einen Einsatz kurzer Verstärker ermöglicht.

Wir wollen einige Zahlenbeispiele abschätzen und wählen dafür idealisierte Lasermaterialien, um einfach vergleichbare Verhältnisse zu bekommen. Wir setzen einheitlich:

$$\lambda_0 = 1\mu m$$
$$\mu = 1$$
$$\text{Linienfaktor } L \approx 1$$

Nach Gleichung (5—9) erhalten wir

$$V_0 = e^{\frac{1}{4}\frac{\lambda_0^2}{\mu^2} l L (N_2 - N_1) \frac{1}{2\pi\tau\Delta\nu}} = e^{2{,}5 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{N_2 - N_1}{2\pi\tau\Delta\nu} l}. \quad (5\text{—}11)$$

a) Gase

Wir setzen $2\pi\tau\Delta\nu = 70$ und wählen als typische Verstärkerlänge $l = 100$ cm. Damit wird:

$$V_0 = e^{3{,}5 \cdot 10^{-9}(N_2 - N_1)}. \tag{5—12}$$

Um eine Verstärkung von 10% (V = 1,1) zu erhalten, benötigen wir eine Inversion

$$N_2 - N_1 = \frac{\ln 1{,}1}{3{,}5 \cdot 10^{-9}} = 2{,}7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}. \tag{5—13}$$

Bei einem Gasdruck von typischerweise 0,1 Torr ist die Teilchendichte

$$N_0 = 3{,}5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}. \tag{5—14}$$

Es muß nur ein geringer Bruchteil $\frac{N_2 - N_1}{N_0} \approx 8 \cdot 10^{-9}$ aller Atome angeregt werden, um die geforderte Verstärkung zu erreichen. Wenn es gelingt, einen merklichen Bruchteil aller Atome zu invertieren, dann erhält man sehr hohe Verstärkungswerte. Wir setzen zum Beispiel $N_2 - N_1 = 10^{-6} N_0$ und erhalten

$$V_0 = e^{12} \approx 10^5 \text{ pro Meter}. \tag{5—15}$$

Im allgemeinen sind die erzeugten Inversionen niedrig, und die höchstmöglichen Verstärkungen liegen bei 2—20% pro Meter. In einigen Fällen, von denen wir in Kap. 4 bereits He-Ne bei 3,39 μm und He-Xe bei 3,27 μm nannten, wurden experimentelle Verstärkungen von 10^3—10^5 pro Meter beobachtet.

Die Verstärkungsbandbreite ist bei den niedrig verstärkenden Linien mit der Linienbreite identisch und liegt in unserem Beispiel bei 10^9 s^{-1}. Für die hochverstärkenden Linien tritt eine Einengung um einen Faktor 3 bis 4 auf.

b) Festkörper

Wir setzen $2\pi\tau\Delta\nu = 5 \cdot 10^9$ und erhalten

$$V_0 = e^{5 \cdot 10^{-19}(N_2 - N_1) l}. \tag{5—16}$$

Bei einer typischen Stablänge von $l = 7$ cm wird

$$V_0 = e^{\frac{N_2 - N_1}{2{,}8 \cdot 10^{17}}}. \tag{5—17}$$

Für $V = 1{,}1$ beträgt die notwendige Inversion

$$N_2 - N_1 = 2{,}6 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}. \tag{5–18}$$

Die Inversion muß bereits höher sein als die typische Teilchendichte in einem Gas-Laser.

In rosa Rubin beträgt die Dichte der Chromionen

$$N_0 = 2 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}. \tag{5–19}$$

Bei Neodym-Lasern reicht sie bis $N_0 = 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-3}$.

Die notwendige Inversion ist noch klein gegen die Gesamtzahl aller Ionen, also insbesondere bei Rubin gegen die für Gleichbesetzung der Laserniveaus benötigte Anregung

$$N_2 - N_1 \ll \frac{N_0}{2}. \tag{5–20}$$

Für Rubin als Drei-Niveau-Material gilt der einfache Zusammenhang, daß der Verstärkungskoeffizient bei vollständiger Inversion ($N_1 = 0$) gleich dem Absorptionskoeffizienten im ungepumpten Zustand ist. Nach MAIMAN ist bei Zimmertemperatur $\alpha = 0{,}4\,\mathrm{cm}^{-1}$. Die höchstmögliche Verstärkung in einem 7 cm langen Stab beträgt demnach

$$V = e^{0{,}4 \cdot 7} = 16. \tag{5–21}$$

Experimentell wurden Werte zwischen 5 und 10 beobachtet [872, 874, 1325].

Mit sinkender Temperatur wird die Rubinlinie schnell schmaler. Der Verstärkungskoeffizient steigt entsprechend an und beträgt bei 77 °K in guten Kristallen $\alpha = 8\,\mathrm{cm}^{-1}$. Damit sind selbst in kurzen Stäben hohe Verstärkungen möglich. Indirekte Messungen ergaben in einem 25 cm langen Stab bei 120 °K Verstärkungen größer 10^7 pro Durchgang [2062, 2067, 2068].

Bei Festkörper-Laser-Verstärkern muß man unterscheiden, ob am Ausgang nur Licht im Mode des Eingangssignals gemessen wird oder ob auch gestreute Anteile in den Detektor fallen. Wegen der hohen Kristallfehler können sich die beiden Beträge um eine Größenordnung unterscheiden. Interessant ist im allgemeinen nur die Verstärkung unter Erhaltung der Beugungsbegrenzung. Sie kann nicht kalorimetrisch oder mit einem Photodetektor bestimmt werden. In einfacher Weise läßt sie sich ermitteln, wenn in einem Laser-Resonator hoher Selektion

Filter geeigneter Dämpfung eingebracht werden und die dadurch verursachte Erhöhung der Schwellenenergie gemessen wird. Bild (5—3) zeigt für mehrere Rubine, für $CaWO_4:Nd^{3+}$ und für Neodymglas LG 12 und LG 55 die so gemessene Verstärkung bei Zimmertemperatur in

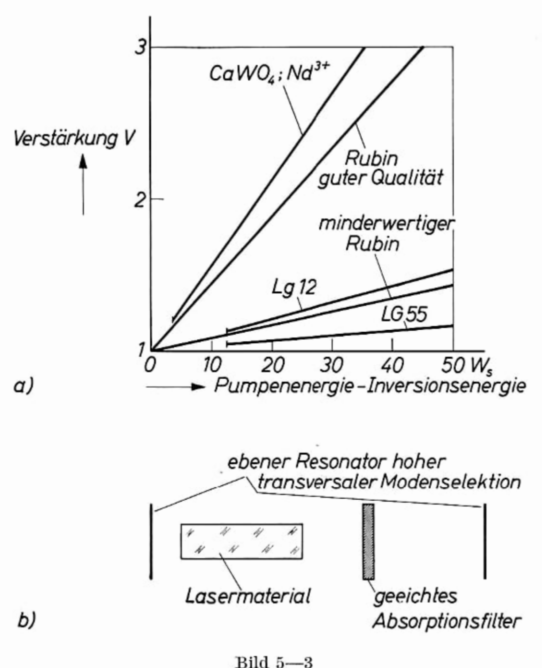


Bild 5—3

a) Anstieg der maximalen Verstärkung in der Stabmitte mit der Pumpenergie im Impulsbetrieb. Die Inversionsenergie für Rubin betrug in der verwendeten Anordnung (3-Zoll-Ellipsoid, Blitzlampe FX-42) 100 Ws. Die Materialabmessungen sind 75 mm Länge, 5—7 mm ∅.
Die geringere Verstärkung von Neodymglas LG 55 im Vergleich zu LG 12 folgt aus der etwa dreifach höheren spontanen Lebensdauer. Wegen der kleineren Absorptionsverluste sind die Oszillationsschwellen (Beginn der Kurven) bei höchster Spiegelreflexion trotzdem gleich hoch.

b) Meßmethode zur Bestimmung der Verstärkung unter Einhaltung der Beugungsbegrenzung. An der Oszillationsschwelle ist die Verstärkung pro Durchgang jeweils um den Betrag der Filterdämpfung erhöht.

Abhängigkeit von der Pumpenergie im Impulsbetrieb. Alle Materialien wurden als planparallel geläppte, vergütete Stäbe in einem ebenen Resonator untersucht. Der Verstärkungsanstieg ist am steilsten in $CaWO_4:Nd^{3+}$. Trotzdem war der für diesen Versuch verwendete Stab für einen Oszillator wenig geeignet, da sich wegen starker Kristallfehler keine definierten Moden ausbilden konnten. In den Rubinen ist der Verstärkungsanstieg stark von der Materialgüte abhängig.

Die Bandbreiten von Kristall-Laser-Verstärkern betragen für Rubin bei Zimmertemperatur $200 \cdot 10^9\ s^{-1}$, für Neodymglas $20 \cdot 10^{12}\ s^{-1}$. Neodymglas siehe [1360, 1673].

c) Halbleiter

Bei einem Strom von 1 Ampere ergibt sich aus der Lebensdauer von 10^{-10} -- 10^{-9} s eine Elektronen-Loch-Zahl von etwa $\frac{J}{e} \cdot \tau \approx 10^8$ im *pn*-Übergang einer Halbleiterdiode. Für ein Volumen des *pn*-Übergangs von rund $10^{-6}\ cm^3$ beträgt die Inversionsdichte

$$N_2 - N_1 \sim 10^{14}\ cm^{-3}. \tag{5--22}$$

Damit wird mit $2\pi\tau\Delta\nu = 6 \cdot 10^3$

$$V_0 = e^{42l}. \tag{5--23}$$

Bei einer Verstärkerlänge von 0,5 mm wird

$$V_0 \approx 8. \tag{5--24}$$

Experimentell wurden in Gallium-Arsenid-Dioden-Lasern Verstärkungen bis $V_0 = 100$ beobachtet [535, 2633, 2634].
Die Bandbreite von Halbleiter-Laser-Verstärkern liegt bei 10^{12}—$10^{13}\ s^{-1}$.

Ein Vergleich der mit Lasern erreichbaren Verstärkungen und Bandbreiten mit Verstärkern im Mikrowellengebiet zeigt, daß vor allem in Festkörper- und Halbleiter-Verstärkern im optischen Bereich außerordentlich viel größere Bandbreiten verarbeitet werden können. Typische Werte für Mikrowellen-Verstärker sind:

1. Wanderfeldröhre: $V = 10^4$ bei $2 \cdot 10^9\ s^{-1}$ Bandbreite
2. Parametrischer Verstärker: $V = 10^2$ bei $2 \cdot 10^8\ s^{-1}$ Bandbreite
3. Maser: $V = 10^4$ bei $2 \cdot 10^7\ s^{-1}$ Bandbreite.

Ein wichtiger Unterschied des Laser-Verstärkers zum klassischen Verstärker ist seine Multimode-Eigenschaft. In einem stabförmigen Laser-Verstärker haben alle Moden hohe Verstärkung, die die volle Länge des Stabes durchlaufen (Bild (5—4)). Der so definierte Aperturwinkel

$$\Omega \approx 4\pi \left(\frac{a}{l}\right)^2; \quad \left(\frac{a}{l} \ll 1\right). \tag{5--25}$$

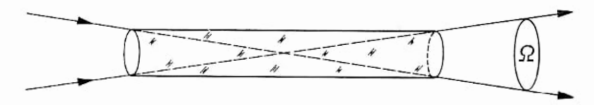


Bild 5—4 Nutzbarer Aperturwinkel eines Wanderfeldverstärkers
Stabdurchmesser $2a$; Stablänge l

enthält p Moden unterscheidbarer Richtung mit

$$p \approx \frac{p_m}{\Delta \nu / c} \frac{\Omega}{4\pi}. \tag{5—26}$$

Am Ausgang des Lasers ist es grundsätzlich durch Richtungsfilter möglich, alle Moden getrennten Detektoren zuzuführen. Der Laser-Verstärker kann also p Kanäle unabhängig voneinander gleichzeitig verstärken (unabhängig im Kleinsignalbereich). Damit eignen sich Laser als zweidimensionale Verstärker; ein einfacher Versuch der Bildverstärkung wurde von Scovil beschrieben [874].

5.2. Sättigung des Wanderfeldverstärkers

Die Verstärkung des Lasers ist nur so lange von der Signalamplitude unabhängig, wie die Herabsetzung der Inversion durch stimulierte Emission vernachlässigbar klein ist (Kleinsignalverhalten). Sobald die stimulierte Emission in die Größenordnung der spontanen Emission kommt, geht die Inversion in Sättigung (Großsignalverhalten). Die Sättigung beginnt am Verstärkerausgang und erzeugt eine ortsabhängige Verstärkung mit abnehmender Gesamtverstärkung.

Da zwischen dem Pumpvorgang und dem invertierten Übergang wenigstens beim Kristall-Laser ein thermischer Übergang liegt, kann die Verstärkung eines gesättigten Lasers sich periodisch nur mit Frequenzen ändern, die kleiner sind als die reziproke Relaxationszeit des thermischen Überganges $(\tau_{32})^{-1}$. Für höhere Modulationsfrequenzen ist der Laser-Verstärker auch im teilweise gesättigten Zustand superlinear; es tritt keine Intermodulation verschiedener Signalfrequenzen und keine Bildung von Oberwellen auf. Diese bemerkenswerte Eigenschaft aller Molekularverstärker mit statistischem Zwischenübergang ist von O. E. Schultz-Du Bois im Beispiel des Masers beschrieben worden [2186, 2191, 2408].

Als Kriterium für den Übergang zum gesättigten Verstärker können wir den Punkt wählen, bei dem die stimulierte Emission am Verstärkerausgang gleich der spontanen Emission wird:

$$\int\limits^{d\nu} \frac{S_0(\nu)}{Q} V(\nu)\,d\nu = \frac{N_2}{\tau} h\nu. \tag{5–27}$$

Wir nehmen einfacherweise ein monochromatisches Eingangssignal an, dessen Frequenz mit der Linienmitte zusammenfällt, und erhalten für den zulässigen Eingangspegel:

$$S_0(\nu_0) = \frac{N_2}{\tau V_0} Q h\nu. \tag{5–28}$$

Der zulässige Eingangspegel und damit auch die zulässige Ausgangsleistung wächst proportional zum Verstärkerquerschnitt. Dies ist der Grund für die praktische Überlegenheit des Laser-Verstärkers mit großem Querschnitt gegenüber einem in seinem Querschnitt beugungsbegrenzten Ein-Moden-Verstärker. Der Sättigungspegel ist hoch für solche Materialien, bei denen zur Erzielung der vorgegebenen Verstärkung eine hohe Inversion notwendig ist. Materialien mit starker Linienverbreiterung $2\pi\tau\Delta\nu$ sind für Leistungs-Verstärker besonders geeignet, während Gas-Laser bereits bei niedrigen Pegeln in Sättigung gehen.

Für einen Rubin-Verstärker mit

$$\begin{aligned} N_2 &= 10^{19}\,\text{cm}^{-3} \\ h\nu &= 2{,}9 \cdot 10^{-19}\,\text{Ws} \\ \tau &= 3 \cdot 10^{-3}\,\text{s} \end{aligned}$$

beträgt die Leistung am Ausgang bei beginnender Verstärkungskompression durch Sättigung rund

$$S_0 V_0 = 10^3\,\text{Watt cm}^{-2}.$$

Die Sättigungsleistung am Ausgang ist dabei unabhängig von der Frequenz innerhalb der Linienbreite.

Bei einem Gas-Laser mit

$$\begin{aligned} N_2 &= 1{,}3 \cdot 10^{7}\,\text{cm}^{-3} \\ h\nu &\sim 3 \cdot 10^{-19}\,\text{Ws} \\ \tau &\sim 10^{-7}\,\text{s} \end{aligned}$$

wird

$$S_0 V_0 = 3{,}9 \cdot 10^{-5}\,\text{W cm}^{-2}.$$

Dieser errechnete Wert ist noch zu hoch um den Faktor $2\pi\tau\Delta\nu$, da in Gasen bei merklicher Sättigung nur die Atome mit der Strahlung wech-

selwirken können, die innerhalb der natürlichen Linienbreite liegen. Wir werden dies in Kap. 7 genauer diskutieren. Daraus folgt eine tatsächliche Sättigungsleistung:

$$(S_0 V_0)' = \frac{(S_0 V_0)}{70} = 5{,}5 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{W\,cm^{-2}}.$$

Die genannten Werte beziehen sich auf beginnende Sättigung durch ein dauernd einfallendes Signal, das im Gleichgewicht mit dem Pumpprozeß steht.

Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei der Verstärkung eines impulsförmigen Signals. Die Anstiegsflanke eines nahezu rechteckförmigen Impulses nach Bild (5—5a) findet die volle Verstärkung V_0 vor. Sobald das verstärkte Signal den Sättigungspegel am Ausgang über-

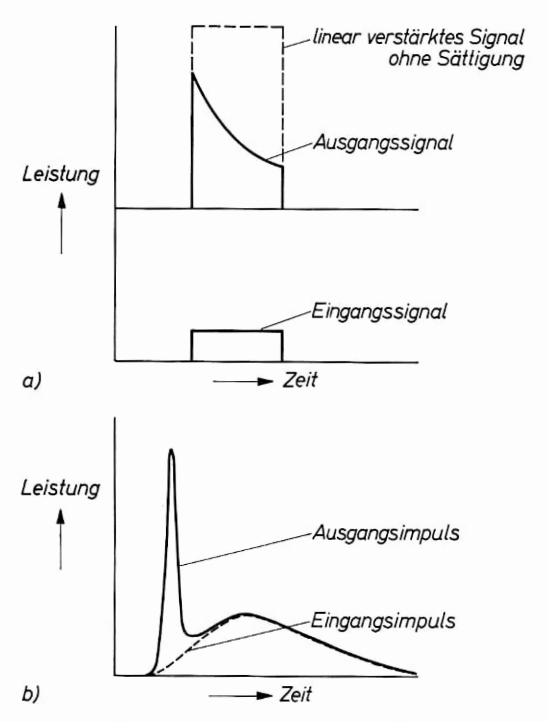


Bild 5—5 Impulsverstärker bei Sättigung

a) Wachsende Kompression der Verstärkung bei rechteckigem Eingangssignal

b) Impulsverkürzung. Bei Riesenimpuls-Verstärkern beträgt die Dauer des Eingangsimpulses typischerweise 20 ns = $2 \cdot 10^{-8}$ s.

schreitet, sinkt der Verstärkungskoeffizient vom Ausgang zum Eingang fortschreitend ab. Die Gesamtverstärkung fällt monoton. Der Ausgangsimpuls ist gegenüber dem Eingangsimpuls am Anfang überhöht. Bild (5—5b) zeigt diese Impulsverkürzung schematisch für eine realistischere Impulsform. Die Anstiegsflanke wird mit dem Faktor V verstärkt. Der steile Anstieg führt schnell zu völliger Sättigung des Materialvolumens. Es bildet sich ein wesentlich verkürzter Impuls aus, der nach dem Maximum steil abfällt [2191].

Die maximale Impulsenergie läßt sich leicht abschätzen. Bei Entleerung aller angeregten Atome wird im Drei-Niveau-Material Rubin die Energie

$$E_s = \frac{N_2 - N_1}{2} h\nu \tag{5—29}$$

frei.

Bei vollständiger Anfangsinversion $N_2 = N_0$ ergibt sich für die übliche Dotierung

$$E_s = 2{,}9 \,\mathrm{Ws\,cm^{-3}}. \tag{5—30}$$

Die auftretende Spitzenleistung hängt nur von der Anstiegsteilheit des Eingangsimpulses ab, wenn seine Energie groß gegen die Eingangssättigungsenergie ist. Bei einer Dauer des Ausgangsimpulses von $2 \cdot 10^{-9}$ s würde sich eine mögliche Spitzenleistung von etwa

$$S_a = 2{,}9.10^9 \,\mathrm{W\,cm^{-3}}$$

ergeben.

Der Eingangsimpuls kann grundsätzlich dadurch immer weiter versteilert werden, daß er nacheinander eine Reihe von Verstärkern sättigt. Eine absolute Grenze ist durch die Einschwingzeit der Atome gegeben, die in der Größenordnung der reziproken Linienbreite liegt. Für Rubin ergäbe sich hieraus eine mögliche Impulszeit von etwa 10^{-12} s. Damit wären Impulsleistungen von $2{,}9 \cdot 10^{12}$ W cm^{-3} denkbar.

Eine praktische Grenze wird der Erzeugung höchster Leistungen in Laser-Verstärkern dadurch gezogen, daß mit der Verstärkung die Erzeugung akustischer Schockwellen verbunden ist, die zu Bruch des Materials führen. Von den bekannten Materialien ist nur Rubin auf Grund seiner hervorragenden thermischen und mechanischen Stabilität für hohe Leistungspegel überhaupt geeignet. Seine Bruchgrenze liegt etwa bei einem Fluß von 400 MW/cm^2. In großen Rubin-Verstärkern wurden Impulsleistungen von einigen Gigawatt erzeugt; aller-

dings wird das Material dabei in wenigen Impulsen zerstört. Der Kristall zerfällt im Innern oder zerspringt. In fehlerhaften Kristallen beobachtet man bereits bei Leistungsflüssen von 10 MW/cm² perlschnurartige Zerstörungsbläschen längs der Strahlrichtung.

Gesättigte Verstärker haben Bedeutung für die Impulsverkürzung von Riesenimpulsen, deren Erzeugung wir in Kap. 13 beschreiben werden. Die genaue Formulierung der Zusammenhänge beim Fortschreiten einer Wanderwelle in einem gesättigten Material ist kompliziert und läßt keine einfachen analytischen Lösungen zu. Wir verweisen hier auf die Originalarbeiten: [204, 579, 783, 2050, 2186, 2191, 2235, 2339, 2594, 2595, 3002, 3003, 3067].

5.3. Rauschen des Wanderfeld-Verstärkers; nichtresonante Oszillatoren (Superstrahler)

In einem invertierten Material wird die spontane Emission durch stimulierte Emission verstärkt. Da die spontane Emission im ganzen Materialvolumen entsteht, die Laufstrecke der Strahlung bis zum Ausgang des Verstärkers also unterschiedlich lang ist, müssen wir bei der Berechnung des Rauschens am Ausgang über die Verstärkerlänge integrieren. Wir betrachten in einem stabförmigen Verstärker nur Moden p, die im Aperturwinkel des Stabes liegen; bei einem langen, dünnen Stab können wir vereinfacht mit gleicher Laufstrecke in diesen Moden rechnen. Wir gehen aus von der Gleichung (5—31)

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}x}(\nu,\, x) = (N_2 - N_1)\,\frac{A}{p_m}\,\frac{1}{c}\,g(\nu)\,\frac{R(\nu, x)}{Q} + \frac{1}{2}\,h\nu A\,\frac{p}{p_m}\,N_2 g(\nu)\,Q\,. \quad (5\text{—}31)$$

$R(\nu, l)$ ist das Rauschen am Verstärkerausgang. In Gl. (5—31) beschreibt der erste Ausdruck die stimulierte, der zweite die spontane Emission; Q ist der Querschnitt des Verstärkers, $\frac{p}{p_m}$ die relative Zahl der am Ausgang erfaßten Moden. Der Faktor 1/2 bei der spontanen Emission resultiert daher, daß wir nur eine Fortpflanzungsrichtung betrachten. Die Integration von (5—31) über die Stablänge l liefert mit der spontanen Emission als Anfangswert

$$R(\nu, l) = \frac{1}{2}\,h\nu A\,\frac{p}{p_m}\,N_2 g(\nu)\,Q \int_0^l e^{(N_2 - N_1)\frac{A}{p_m}\frac{1}{c}\,g(\nu)\,x}\,\mathrm{d}x\,. \quad (5\text{—}32)$$

Der Integrand in (5—32) ist gleich der Verstärkung $V(\nu, x)$ nach der Wegstrecke x. Die Ausführung der Integration liefert mit $V(\nu, l)$ als Verstärkung pro voller Stablänge l:

$$\begin{aligned} R(\nu,l) &= \frac{1}{2} h\nu \frac{p}{p_m} A N_2 g(\nu) Q l \frac{V(\nu,l)-1}{\ln V(\nu,l)} \\ &= \frac{1}{2} h\nu p Q c \frac{N_2}{N_2-N_1} [V(\nu,l)-1]. \end{aligned} \tag{5—33}$$

Der erste Faktor $\frac{1}{2} h\nu \frac{p}{p_m} A N_2 g(\nu) Q l$ gibt die spontane Emission des gesamten Verstärkervolumens in die betrachteten Moden an, der zweite den Einfluß der stimulierten Emission.

Die Linienform $G(\nu)$ des Rauschens wird durch den Verstärkungsprozeß verändert. Mit $V = e^{\alpha l g(\nu)}$ erhalten wir

$$G(\nu) = g(\nu) \frac{e^{\alpha l g(\nu)}-1}{\alpha l g(\nu)} = \frac{e^{\alpha l g(\nu)}-1}{\alpha l}. \tag{5—34}$$

Für kleine Verstärkungen $\alpha l \ll 1$ wird

$$G(\nu) = g(\nu).$$

Die Linienform bleibt bei geringer Verstärkung erhalten.

Für $\alpha l > 1$ tritt eine Einengung der Rauschbandbreite auf, da die Verstärkung und die spontane Emission in der Linienmitte größer sind als an der Linienflanke. Bei hoher Verstärkung ($\alpha l \gg 1$) hat das Rauschen eine Linienform, die etwa der Durchlaßkurve des Verstärkers entspricht. Dies kommt daher, daß infolge der exponentiellen Abhängigkeit von der Weglänge bei hoher Verstärkung nur die spontan emittierten Quanten wesentlich zum Ausgangsrauschen beitragen, die nahe am Verstärkereingang entstehen, und daß die Bandbreite des Rauschens dann groß gegen die des Verstärkers wird.

Ein dem Verstärkereingang zugeführtes Signal $S_0(\nu)\,d\nu$ hat am Verstärkerausgang im Kleinsignalbereich den Wert

$$S(\nu, l)\, d\nu = S_0(\nu)\, d\nu\, V(\nu, l). \tag{5—35}$$

Das Signal-Rauschverhältnis ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \frac{S(\nu,l)}{R(\nu,l)} &= \text{const} \frac{V(\nu,l)}{V(\nu,l)-1} \frac{\ln V(\nu,l)}{N_2} \frac{1}{p} \\ &= \text{const} \frac{V(\nu,l)}{V(\nu,l)-1} \frac{N_2-N_1}{N_2} \frac{1}{p}. \end{aligned} \tag{5—36}$$

Der Rauschabstand wächst mit zunehmender Verstärkung rasch an, um bei hoher Verstärkung ($V \gg 1$) und vernachlässigbarer Besetzung des tieferen Energiezustandes ($N_2 \gg N_1$) (im Drei-Niveau-Material identisch mit hoher Inversion) gegen einen konstanten Wert zu konvergieren: Für $S = h\nu$ (1 Quant) und $p = 1$ (1 Mode) wird $\frac{S}{R} = 2$. Das Signalquant ist mit einer Unsicherheit von einem zusätzlichen Rauschquant behaftet. [248, 789, 1042, 1043, 1062, 2655].

Der Rauschabstand am Verstärkerausgang hängt empfindlich von der Zahl der berücksichtigten Moden ab. Im optimalen Fall wird das Signal in einem Mode zugeführt und am Ausgang in einem Mode gemessen ($p = 1$). Bild (5—6) zeigt eine geeignete Anordnung. Durch eine Sammellinse der Brennweite f wird die Ausgangsstrahlung von Moden

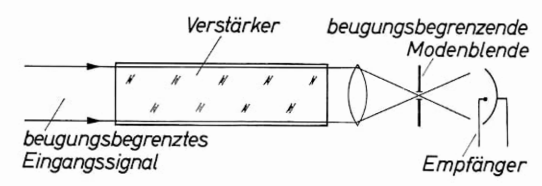


Bild 5—6 Rauscharmer Laserverstärker

gleicher Richtung in der Brennebene auf einen beugungsbegrenzten Durchmesser der Größenordnung $D \approx f \cdot \frac{\lambda}{d}$ fokussiert. Eine Aperturblende in der Brennebene mit dieser Öffnung läßt nur die gewünschten Moden durch. Der Empfänger mißt außer dem durch das modenselektive System nahezu unbeeinflußten Signal nur Rauschen in dem entsprechenden Mode [1369]. Bei schmalbandigen Signalen kann zusätzlich nach Bild (2—10) eine Frequenzselektion vorgesehen werden.

Man bezeichnet die verstärkte spontane Emission, nicht ganz korrekt im Sinne der ursprünglichen Definition dieser Bezeichnung, als Superstrahlung (Superradiance) [593, 626].

Die Superstrahlung hat im Gegensatz zur spontanen Emission eine gewisse zeitliche Kohärenz, da jede spontan ausgelöste Lichtlawine in sich kohärent ist. Dagegen besteht keine wesentliche räumliche Kohärenz, solange der Verstärker in seinen Abmessungen so gewählt wird, daß er noch nicht als blendenbegrenzter Wellenleiter wirkt (Kap. 9).

In den meisten Laser-Materialien ist $\alpha l \ll 1$, und das Ausgangsrauschen der damit realisierbaren Verstärker ist nur unwesentlich gegenüber der spontanen Emission verändert. In den bekannten hoch-

verstärkenden Materialien wie He-Ne bei 3,39 μm [2567], He-Xe [1857, 1895, 1972, 2530], Argon [221] und in gekühltem Rubin [2068], sowie in Halbleiter-Lasern [2633, 2634] kann eine sehr intensive Superstrahlung entstehen, deren Leistungspegel vergleichbar ist mit dem von Laser-Oszillatoren. Siehe ferner [1055, 2087, 2990].

Wir wollen dies am Beispiel Rubin näher betrachten [2068]. In Bild (5—7) ist ein Rubinstab von 13 cm Länge und 7 mm ∅ aufgezeichnet, der am Ende mit einem 90°-Prisma versehen ist. Achsenparalleles Licht wird unter zweimaliger Totalreflexion parallel versetzt reflektiert, so daß das Prisma die wirksame Länge verdoppelt. Die zweite Endfläche ist unter dem Brewsterschen Winkel $\operatorname{tg} \alpha = \mu$ ange-

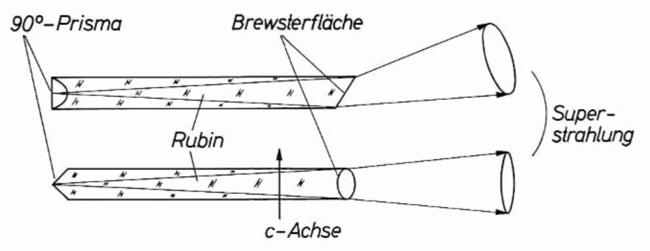


Bild 5—7 Rubinlaser als Superstrahlungsgenerator

schliffen und damit für axiale Strahlen einer Polarisationsrichtung reflexionsfrei. Der Stab ist unter 90° gegen die c-Achse des Kristalls so orientiert, daß die reflexionsfreie Polarisationsrichtung mit der Richtung hoher Verstärkung übereinstimmt. Der Rubinstab wird mit Stickstoffgas auf etwa 120 °K gekühlt und mit einer Blitzlampe gepumpt. Bild (5—8a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Pumpleistung, die in einem Impuls von ca. 1 ms einwirkt. In Bild (5—8b) ist bei niedriger Pumpleistung das spontane Rauschen am Ausgang des Verstärkers aufgezeichnet. Wegen der langen Fluoreszenzlebensdauer „integriert" das Drei-Niveau-System von Rubin die Pumpleistung P, und es gilt für den Zusammenhang zwischen Pumpleistung und Rauschleistung R_0 etwa:

$$R_0(t) = C \cdot N_2 = \text{const} \cdot \int_0^t P(x)\, e^{-\frac{t-x}{\tau}}\, \mathrm{d}x. \qquad (5\text{—}37)$$

In dem Faltungsintegral berücksichtigt der Exponentialfaktor das Abklingen der Besetzung im Zustand E_2 durch spontane Emission; nach dem Ende des Pumpimpulses klingt die Fluoreszenz wie $e^{-t/\tau}$ ab.

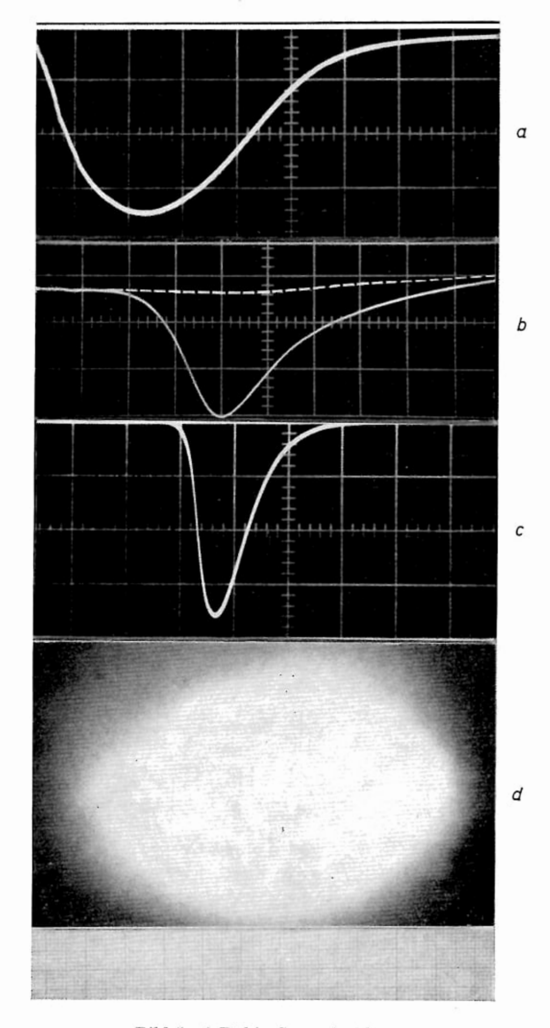


Bild 5—8 Rubin-Superstrahlung

a) Zeitlicher Verlauf der Pumpleistung 200 μs / Einheit; 400 Ws

b) Spontane Emission (strichliert) und beginnende Superstrahlung bei geringfügig höherer Pumpenergie
100 μs / Einheit. Der Anfang des Oszillogramms ist gegen a) um 600 μs verzögert

c) Superstrahlung mit dem 10^5fachen Leistungspegel der spontanen Emission
100 μs / Einheit, ohne Verzögerung

d) Querschnitt durch den Strahl, 67 cm vom Rubin entfernt

Sobald die Pumprate auf einen Wert gesteigert wird, der zu einer hohen Inversion führt, bildet sich nach Bild (5—8b) in der Fluoreszenzkurve ein Höcker aus, der dem Anwachsen des axialen Rauschens durch stimulierte Emission entspricht. Bei genügend hoher Pumpleistung erreicht die Superstrahlung R den 10^5fachen Wert der spontanen Emission R_0 (Bild 5—8c). Dieser Anstieg ist auf achsennahe Strahlen beschränkt, die die volle Stablänge durchlaufen. Der Stab emittiert einen intensiven, gebündelten Lichtstrahl, dessen Öffnungswinkel dem Aperturwinkel des Verstärkers entspricht. Es ist also

$$\frac{p}{p_m} = \frac{\pi a^2}{l^2} / 4\pi \approx 2 \cdot 10^{-4}.$$

Infolge der Brechung an den Endflächen hat der Strahl elliptischen Querschnitt (Bild 5—8d) mit um den Faktor μ^2 vergrößertem Öffnungswinkel.

Aus dem Verhältnis R/R_0 kann auf den zeitlichen Verlauf der Verstärkung geschlossen werden. Da man bei der Messung über alle Frequenzen integriert, gilt

$$\frac{R}{R_0} = \frac{1}{\alpha l} \int_0^{\infty} (e^{\alpha l g(\nu)} - 1) \, \mathrm{d}\nu. \qquad (5\text{—}38)$$

Wenn die Linienform bekannt ist, kann α aus Gl. (5—38) bestimmt werden. Dies ist eine einfache Methode, um hohe Verstärkungskoeffizienten zu messen. Bei Rubin wäre eine direkte Verstärkungsmessung wegen der thermischen Liniendrift zusammen mit der schmalen Linienbreite bei tiefer Temperatur sehr schwierig. Eine solche Analyse ergibt z. B. $\alpha = 0{,}65\ \mathrm{cm}^{-1}$; das entspricht einer Verstärkung pro Durchgang von 10^7. Die Linienbreite der Emission errechnet sich in diesem Fall zu rund 20 % der Fluoreszenzlinienbreite. Die Reduktion der Linienbreite ist ein typisches Merkmal der stimulierten Emission; so konnte MAIMAN durch ihre Beobachtung erstmals stimulierte Emission im Lichtgebiet nachweisen [1586].

Bild (5—9) zeigt den Effekt am Beispiel einer hochinvertierten Halbleiterdiode, bei der Schwingungen durch Vergüten der Endflächen unterdrückt wurden [2633].

In kürzeren Rubinstäben von 5 cm Länge kann man noch höhere Verstärkungswerte beobachten, z. B. $\alpha = 1{,}27\ \mathrm{cm}^{-1}$. In dem langen Stab wird die Verstärkung dadurch begrenzt, daß durch die hohe Leistung der Superstrahlung die Inversion des Materials am Ausgang in

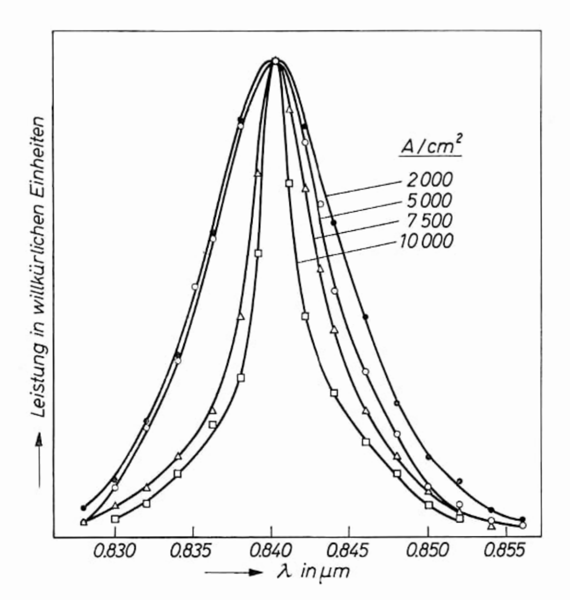


Bild 5—9 Verschmälerung der Superstrahlungs-Linienbreite für eine GaAs-Diode (nach A. YARIV u.a. [2633]). Die Linien bei wachsender Pumpleistung (Diodenstrom) sind auf gleiche Maximalhöhe normiert.

Sättigung geht. Ohne stimulierte Emission muß die Pumpleistung gerade den Fluoreszenzverlust decken. Sättigung tritt jetzt auf, wenn der Abbau der Inversion durch Superstrahlung in die gleiche Größenordnung kommt wie der Fluoreszenzverlust. Nach Gleichung (5—33) beginnt die Sättigung des Verstärkerausgangs durch Superstrahlung für:

$$\frac{p}{p_0} \int_0^\infty \frac{V(\nu, l) - 1}{\ln V(\nu)} g(\nu) \, \mathrm{d}\nu \approx 2 \int_0^\infty g(\nu) \, \mathrm{d}\nu . \qquad (5\text{—}39)$$

In grober Näherung können wir die Integration über die Linienbreite unberücksichtigt lassen und erhalten für $V \gg 1$

$$\frac{V}{\ln V} \approx 2 \frac{p_0}{p} . \qquad (5\text{—}40)$$

Bei $\frac{p_0}{p} = 10^4$ ergibt sich $V \approx 10^5$.

Ein Verstärker, bei dem 10^{-4} aller Moden im Aperturwinkel liegen, beginnt bei einer Verstärkung von 10^5 durch das eigene Rauschen am Ausgang in Sättigung zu gehen. Die Sättigungsverstärkung hängt in

empfindlicher Weise von dem Faktor p/p_m ab. In einer Kugel ($p/p_m \approx 10^{-1}$) würde bereits bei einer Verstärkung $V = 35$ diese Grenze erreicht sein. Es ist ein besonderer Vorteil von mehrstufigen Wanderfeldverstärkern, daß durch Aperturblenden zwischen den einzelnen Stufen die Sättigungsgrenze auch in dickeren Stäben hoch gewählt werden kann.

Die Verstärkung der spontanen Emission führt zu einer erhöhten Pumprate für die Aufrechterhaltung einer vorgegebenen Inversion. Besonders in polierten Festkörper-Stäben kann der Inversionsverlust bereits bei niedriger Verstärkung sehr beträchtlich werden, da Moden unter Totalreflexion an der Wand auch bei kleiner Apertur zu einem niedrigen Verhältnis $\frac{p_m}{p}$ führen können (s. Kap. 13) [2522, 3002].

Laser-Verstärker, die am Ausgang durch das eigene Rauschen gesättigt werden, bezeichnet man als Superstrahler oder als nichtregenerative Laser-Oszillatoren. Durch den Sättigungseffekt wird das spon-

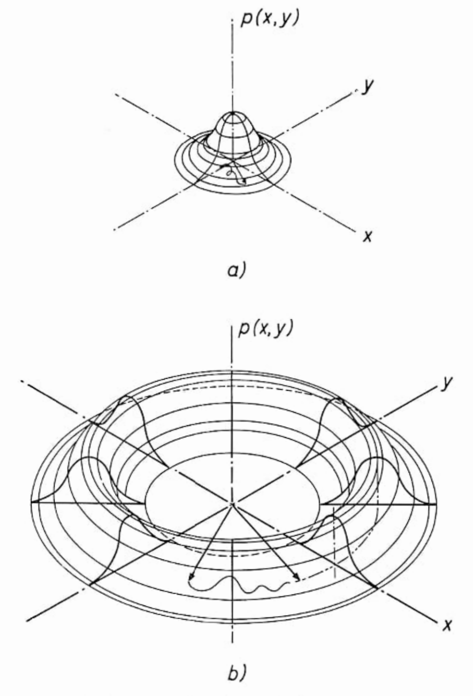


Bild 5—10 Komplexe Lichtamplitude

a) Spontane Emission

b) Emission eines gesättigten Lasergenerators (nach M. J. E. GOLAY [901])

tane Rauschen während des Verstärkungsprozesses in seinen statistischen Eigenschaften geändert. Die Modulation der Gesamtverstärkung führt zu einer Begrenzerwirkung, durch die zeitliche Schwankungen des Rauschens ausgeglichen werden.

Bild (5—10) versinnbildlicht dies in einer auf GOLAY zurückgehenden Darstellung [901]. Statistisches Rauschen (spontane Emission) wird durch eine Gaußsche Amplitudenverteilung über der komplexen Ebene beschrieben. Die mittlere Amplitude ist Null. Durch die Begrenzerwirkung der Sättigung bildet sich eine Amplitudenverteilung aus, die um einen endlichen Mittelwert schwankt. Sie wird durch eine ringförmige Verteilung mit Gaußschem Querschnitt beschrieben. Die Phase kann in beiden Fällen innerhalb der Verteilung fluktuieren. Durch die Sättigung am Ausgang wird der Superstrahler zu einem echten Oszillator definierter Amplitude. Die verbleibende Amplitudenschwankung wird mit zunehmender Sättigung immer kleiner. Im Vergleich zum resonanten Oszillator hat der Superstrahler den Vorzug, daß seine Linienmitte automatisch mit der Mitte der spontanen Linie zusammenfällt und nicht durch äußere Elemente beeinflußt wird.

Es ist möglich, eine räumliche Kohärenz der Superstrahlung zu erzeugen, indem man den Verstärker durch beugungsbegrenzte Blenden zu einem Wellenleiter ausbildet. Bei dünnen Gas-Lasern genügt bereits eine einmalige Beugung an einer querschnittsbegrenzenden reflektierenden Endfläche zur Erzeugung merklicher räumlicher Kohärenz, die z. B. an der auffallenden Granulation des gestreuten Laserlichtes erkennbar ist (s. Kap. 9). Bild (5—11) zeigt eine Anordnung, mit der eine Reduktion des Öffnungswinkels eines Superstrahlers auf die Beugungsgrenze grundsätzlich möglich ist.

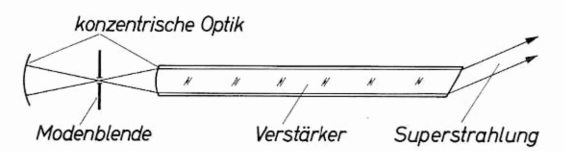


Bild 5—11 Verbesserung der Bündelung in einem nichtregenerativen Generator durch eine Modenblende

Die Linienbreite eines einfachen Superstrahlers ist nur etwa um eine Größenordnung gegenüber der spontanen Linienbreite verschmälert, ein wesentlicher Nachteil gegenüber regenerativen resonanten Oszillatoren. Dies läßt sich dadurch verbessern, daß man den Oszillator nicht-reziprok rückkoppelt, so daß das Licht im Kreis umläuft.

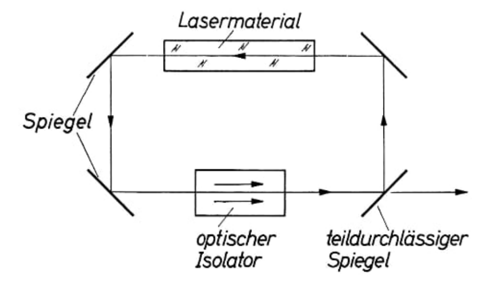


Bild 5—12 Regenerativer, nichtresonanter Wanderfeldoszillator

Bild (5—12) zeigt eine Ausführungsform eines solchen Wanderfeld-Lasers mit 4 Spiegeln. Die Verstärkung wird jetzt nahezu unendlich, und die Linienbreite kann ähnliche Werte annehmen wie in einem resonanten Oszillator. Wesentlich für die Funktion eines regenerativen Wanderfeld-Oszillators ist ein Isolator, der Wellen nur in einer Umlaufrichtung durchläßt, da sich sonst stehende Wellen ausbilden (Wir werden Isolatoren im nächsten Abschnitt beschreiben.) In dem geschlossenen Laufweg wird ähnlich wie bei einem resonanten Oszillator durch Beugung eine vollständige räumliche Kohärenz der Strahlung erzeugt. Das Licht entsteht in den Fortpflanzungsmoden, die wir in Kap. 9 untersuchen werden. Solche Oszillatoren wurden bisher wenig untersucht, obwohl sie im Prinzip wesentliche Vorzüge gegenüber Resonator-Oszillatoren aufweisen [516, 1410, 2421, 2422, 2423]. Wir haben sie im Zusammenhang mit Superstrahlern diskutiert, da sie in gewisser Hinsicht unendlich langen Superstrahlern entsprechen mit der Zusatzbedingung, daß der Laufweg ein Vielfaches der Wellenlänge ist. (Siehe auch Kap. 7 und Kap. 10).

5.4. Ausführungsformen von Wanderfeld-Verstärkern

Im Kleinsignalbereich ist für den Absolutwert der Verstärkung der Querschnitt des Laser-Materials unwesentlich. Wenn nur ein Kanal verstärkt wird, dann bedeutet jede Vergrößerung über die Beugungsgrenze eines Mode hinaus eine Verschwendung an Inversion und damit an Pumpleistung. In das Rauschen geht bei richtiger Begrenzung am Ausgang der Querschnitt ebenfalls nicht ein, da die spontane Emission pro Mode davon unabhängig ist.

Beugungsbegrenzte Verstärker lassen sich mit ummantelten Glasfasern nach Bild (5—13) realisieren, die durch Ausziehen ummantelter

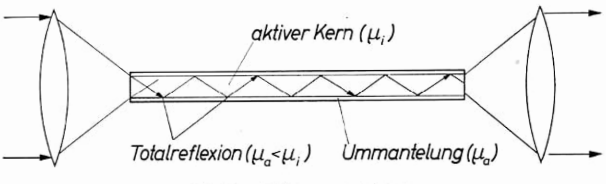


Bild 5—13 Faserverstärker

Stäbe hergestellt werden. Die Ummantelung hat einen niedrigeren Brechungsindex als der aktive Kern $\mu_a < \mu_i$, so daß das Licht sich unter Totalreflexion fortpflanzt. Bei einem Durchmesser in der Größenordnung weniger Wellenlängen sind nur einige Moden fortpflanzungsfähig, die den Hohlrohrmoden der Mikrowellentechnik entsprechen [2288, 2289, 2291].

Die Fasern können gekrümmt und insbesondere zu engen Spiralen aufgewickelt werden, in die man die Pumplichtquelle hineinstellt. Damit sind auch in Materialien geringer Verstärkung pro Längeneinheit, wie Neodymglas, hohe Verstärkungen in langen Fasern möglich [1360, 1363]. Große Bedeutung haben Faserverstärker nicht wegen ihrer niedrigen Sättigungsleistung. Außerdem ist es aus technischen Gründen nicht möglich, Fasern mit gutem Wirkungsgrad optisch zu pumpen, so daß der eigentliche Vorteil einer besseren Inversionsökonomie entfällt.

Mehrstufige Wanderfeld-Verstärker nach Bild (5—14) mit einer Verstärkung von 10^4 wurden von Geusic und Scovil untersucht [872, 874].

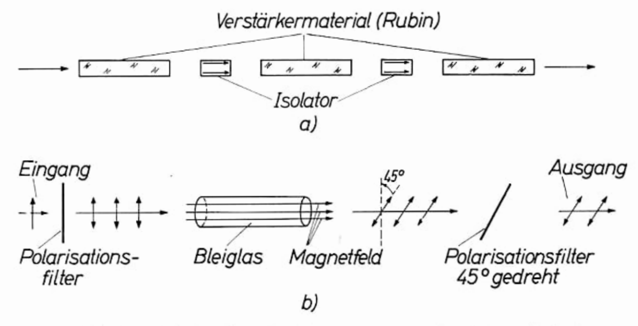


Bild 5—14 Mehrstufiger nichtreziproker Wanderfeldverstärker

a) Prinzipaufbau

b) Isolator. Durch Faradayeffekt wird in dem Bleiglasstab die Polarisationsebene um 45° gedreht. Ein am Ausgang reflektierter Signalanteil wird beim nochmaligen Durchlaufen in gleichem Sinne um weitere 45° gedreht, so daß er am Eingangspolarisationsfilter absorbiert wird. Die Nichtreziprozität der Anordnung beruht auf der Auszeichnung einer Drehrichtung durch das beim Faradayeffekt wirksame Vektorprodukt.

Das System ist durch Isolatoren zwischen den einzelnen Stufen nichtreziprok, so daß eine Schwingungsaufschaukelung durch Reflexion an begrenzenden Flächen nicht möglich ist. Die Isolatoren bestehen aus einem Faraday-Dreher (Schwerstbleiglas, z. B. SF6 von Schott in einem Solenoid mit ca. 3 KGauß bei 5 cm Materiallänge) zwischen um 45° versetzten Polarisatoren [62]. Für die Begrenzung der Superstrahlung ist bei Zimmertemperatur keine beugungsbegrenzende Blende nötig; es genügt die Ausblendung durch den notwendigen räumlichen Abstand der einzelnen Stufen.

Für die Anwendung als Impulsverstärker ist diese Anordnung sehr aufwendig. Bild (5—15) zeigt einen wesentlich einfacheren Aufbau, in dem die Stufen durch sättigbare Absorber (s. Kap. 13) isoliert sind.

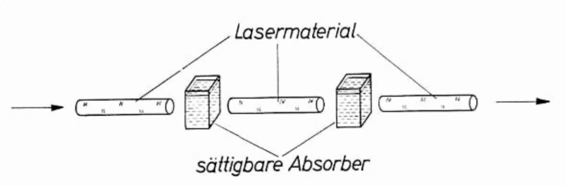


Bild 5—15 Mehrstufiger Wanderfeld-Impulsverstärker mit Isolation durch sättigbare Filter
Man wählt die Kleinsignaltransmission T eines Filters kleiner als die Verstärkung V pro Stufe: $T < V$. Die Isolation im Impulsbetrieb beruht darauf, daß die Sättigung des Verstärkers durch das Signal schneller vor sich geht als das Aufschaukeln von Schwingungen nach Öffnen der Filter.

Das Signal öffnet die Absorptionsschalter, welche vorher für die Isolation der einzelnen Stufen und für die Unterdrückung der Superstrahlung durch Absorption der spontanen Emission aus den vorhergehenden Stufen sorgen.

In vielen Fällen können auch bereits mit einstufigen Verstärkern, vor allem bei geringfügiger Kühlung, ausreichende Verstärkungen bei noch vernachlässigbarer Superstrahlung erzeugt werden [2062, 2343, 2560].

Weitere Literatur: [1835, 2453, 3114].

Bei den einzelnen Stufen muß dafür gesorgt werden, daß durch Reflexion an den Endflächen keine unerwünschte Rückkopplung auftritt. Eine Vergütung planparalleler Endflächen ist etwa bis $V_0 = 50$ brauchbar. Bei höheren Werten muß eine Endfläche so weit gegen die andere geneigt sein, daß keine direkten Mehrfachreflexionen möglich sind. Stäbe mit Brewsterflächen führen wegen der starken Brechung und Strahlversetzung zu Schwierigkeiten im experimentellen Aufbau.

Durch ein 90°-Prisma an einer Seite des Stabes kann die effektive Länge verdoppelt werden, ohne daß sich die hin- und herlaufenden

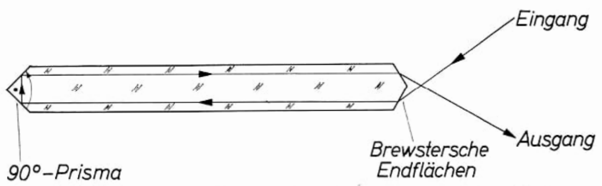


Bild 5—16 Verstärker mit zweifacher Ausnützung der Materiallänge

Signalwellen durchdringen. Bild (5—16) zeigt eine solche Anordnung, bei der Eingang und Ausgang getrennt sind. Mit Spiegelsystemen kann der Strahl mehrfach durch das Material gelenkt werden. Diese Anordnung ist besonders für Verstärker im Kleinsignalbereich (Gas-Laser) sinnvoll [357].

Der Umfang des Stabes muß etwa ab $V_0 > 4$ reflexionsfrei sein, da sonst Schwingungen unter Totalreflexion und stark erhöhte Superstrahlungsverluste auftreten. Durch Aufrauhen lassen sich bis $V_0 > 10^7$ solche Schwingungen unterdrücken [2067]. Bei niedrigerer Verstärkung ist die Verwendung ummantelter Rubine (s. Kap. 14) die bessere Lösung. Auf Stickstofftemperatur gekühlte Rubine schwingen selbst ohne Politur irgendeiner Fläche an, wenn ihre Gestalt regelmäßig ist; die Schwingungen sind schwer zu erkennen, da ihre Strahlung in zahlreichen Moden entsteht und ungerichtet ist.
Weitere Literatur: [591, 1178, 2341, 2342, 2853].

5.5. Regenerative Resonanzverstärker

Bei gegebener Verstärkung pro Durchgang $V = e^{\alpha l}$ kann die wirksame Verstärkung durch Einführung einer Rückkopplung in einem regenerativen Resonanzverstärker gegenüber einem Wanderfeld-Verstärker außerordentlich stark erhöht werden. Als vereinfachten Fall eines regenerativen Verstärkers betrachten wir nach Bild (5—17) aktives Material in Form eines Zylinders mit nichtreflektierender Umfangsfläche, der an beiden Enden durch ebene, parallele Reflektoren abgeschlossen wird. Auf diese Fabry-Perot-Anordnung fällt nahezu in Achsenrichtung ($\Theta \ll \pi$) eine ebene Welle der Amplitude E_0 auf und läuft unter Vielfachreflexion zwischen den Spiegeln hin und her. Bei jeder Reflexion wird ein Teil der Energie ausgekoppelt. Die Teilwellen interferieren miteinander; zur Berechnung der reflektierten und der durchgelassenen Energie müssen wir daher mit den Feldstärkeamplituden E und mit ihrem Reflexions- und Transmissionskoeffizienten $r = \sqrt{R}$, $t = \sqrt{T}$

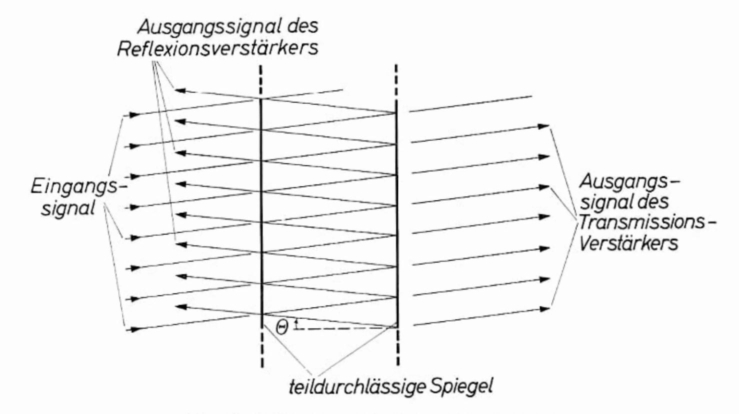


Bild 5—17 Regenerativer Resonanzverstärker

Für die Rechnung setzen wir voraus, daß der Fabry-Perot-Resonator ebenso wie die Eingangswelle unbegrenzten Querschnitt hat.

rechnen. In Bild (5–18) ist schematisch aufgezeichnet, welche Amplitude und Phase die einzelnen Teilwellen an den Reflexionsstellen haben; dabei ist für die eintretende Welle die Phase $\Phi = 0$ gewählt. Die Phase an den Reflexionsstellen ist gegeben durch

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{l\mu}{\cos\Theta} k = \frac{2\pi L}{\lambda} k \tag{5–41}$$

$$k = 0, 1, 2 \ldots$$

L ist die Weglänge eines Strahls im Material $L = l/\cos\Theta$; $g = \sqrt{V}$ gibt die Amplitudenverstärkung bzw. für $V < 1$ die Dämpfung der Welle pro Durchlauf in dem aktiven Material an. Phasensprünge bei der Reflexion können wir außer acht lassen, da sie auf das Rechenergebnis

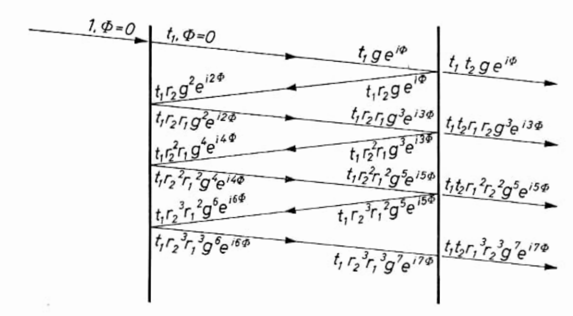


Bild 5—18 Amplituden- und Phasenverlauf der einzelnen Teilstrahlen in einem Resonanzverstärker. Die Faktoren geben die Werte an den Reflexionsstellen an.

keinen wesentlichen Einfluß haben. Die Aufsummierung der ausgangsseitigen Teilwellen gibt für die Ausgangsamplitude des Durchgangsverstärkers E_T

$$\begin{aligned}\frac{E_T}{E_0} &= t_1 t_2 g e^{i\Phi} + t_1 t_2 r_1 r_2 g^3 e^{i3\Phi} \\ &+ \ldots + t_1 t_2 g e^{i\Phi}\left(r_1 r_2 g^2 e^{i2\Phi}\right)^n + \ldots \\ &= t_1 t_2 g e^{i\Phi} \sum_0^\infty \left(r_1 r_2 g^2 e^{i2\Phi}\right)^n \\ &= \frac{t_1 t_2 g e^{i\Phi}}{1 - g^2 r_1 r_2 e^{i2\Phi}}.\end{aligned} \tag{5—42}$$

Für den Reflexionsverstärker erhalten wir:

$$\begin{aligned}\frac{E_R}{E_0} &= r_1 + t_1^2 r_2 g^2 e^{i2\Phi} + t_1^2 r_1 r_2^2 g^4 e^{i4\Phi} \\ &+ \ldots + \frac{t^2_1}{r_1}\left(r_1 r_2 g^2 e^{i2\Phi}\right)^n \\ &= r_1 + \frac{t^2_1}{r_1}\left[\sum_0^\infty \left(r_1 r_2 g^2 e^{i2\Phi}\right)^n - 1\right] \\ &= r_1 + \frac{t^2_1 r_2 g^2 e^{i2\Phi}}{1 - g^2 r_1 r_2 e^{i2\Phi}} \\ &= \frac{r_1 - (r^2_1 - t^2_1) r_2 g^2 e^{i2\Phi}}{1 - g^2 r_1 r_2 e^{i2\Phi}}.\end{aligned} \tag{5—43}$$

Wir gehen durch Multiplikation mit dem konjugiert komplexen Glied zur Leistungsverstärkung über und erhalten mit $g^2 = V$

$$\begin{aligned}V_T &= \frac{T_1 T_2 V}{1 + V^2 R_1 R_2 - 2V\sqrt{R_1 R_2}\cdot\cos 2\Phi} \\ &= \frac{T_1 T_2 V}{(1 - V\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4V\sqrt{R_1 R_2}\cdot\sin^2\Phi}\end{aligned} \tag{5—44}$$

$$V_R = \frac{[\sqrt{R_1} - (R_1 - T_1)\sqrt{R_2}\,V]^2 + 4V(R_1 - T_1)\sqrt{R_1 R_2}\cdot\sin^2\Phi}{(1 - V\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4V\sqrt{R_1 R_2}\cdot\sin^2\Phi}. \tag{5—45}$$

Wir beschränken uns auf die Diskussion des Durchgangsverstärkers; die Eigenschaften des Reflexionsverstärkers können analog dazu abgeleitet werden. Gleichung (5—44) hat Resonanzcharakter. Die Verstärkung hat Maxima jeweils für

$$\sin \Phi = 0$$

$$\Phi = 0, \pi, 2\pi, \dots k\pi, \tag{5–46}$$

das heißt also, wenn die Laufstrecke im Verstärker ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ist.

Die Wellenlängen der Verstärkungsmaxima ergeben sich aus (5–41) zu

$$\lambda_0 = \frac{2 l \mu}{k \cos \Theta} = \frac{2 L \mu}{k} \tag{5–47}$$

$$\nu = \frac{c_0}{\lambda_0} = \frac{c_0 k \cos \Theta}{2 l \mu} = \frac{c_0 k}{2 L \mu} \tag{5–48}$$

$$k = 1, 2, 3 \dots$$

Für den Frequenzabstand zweier aufeinanderfolgenden Maxima folgt aus:

$$(m+1) \frac{(\lambda_0 - \Delta \lambda_0)}{2} = \frac{l \mu}{\cos \Theta} \tag{5–49}$$

mit

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \tag{5–50}$$

$$\Delta \nu_m = \frac{c_0}{2 l \mu} \cos \Theta \tag{5–51}$$

(Der Abstand der Resonanzen $\Delta \nu_m$ ist nicht mit der spontanen Linienbreite $\Delta \nu$ zu verwechseln.)

Bei einem Brechungsindex $\mu = 1$ liegen die Resonanzfrequenzen in Abständen von 15 GHz für 1 cm Laufstrecke. Für Rubin ergibt sich mit $\mu = 1{,}78$ ein Abstand von 8,4 GHz/cm. Genau genommen, muß bei der Berechnung des Resonanzabstandes in Gl. (5–51) die Dispersion des Brechungsindexes berücksichtigt werden; besonders in Halbleiter-Lasern ergeben sich hierdurch merkliche Unterschiede:

$$(m+1) \frac{(\lambda - \Delta \lambda)}{2} = \frac{l \mu}{\cos \Theta} \left(1 + \frac{1}{\mu} \frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}\lambda} \Delta \lambda\right). \tag{5–52}$$

Die Verstärkung in den Maxima folgt aus (5–44) mit $\Phi = k\pi$ zu

$$V_{T\max} = \frac{T_1 T_2 V}{(1 - V \sqrt{R_1 R_2})^2}. \tag{5–53}$$

Die Verstärkung geht gegen ∞, wenn sich das Produkt aus Verstärkung pro Durchgang und mittlerer Reflexion der 1 nähert:

$$V_T \to \infty \text{ für } \left(1 - V\sqrt{R_1 R_2}\right) \to 0 . \qquad (5\text{—}54)$$

Dies ist die vereinfachte Schwellbedingung für den Einsatz selbständiger Oszillationen; der Verstärker wird instabil für

$$V \to (R_1 R_2)^{-\frac{1}{2}} . \qquad (5\text{—}55)$$

Die Halbwertsbandbreite der Verstärkungsmaxima erhalten wir aus der Bedingung $V_T = \frac{1}{2} V_{T\max}$ nach:

$$\sin \Phi = \frac{1 - V\sqrt{R_1 R_2}}{2\sqrt{V\sqrt{R_1 R_2}}} . \qquad (5\text{—}56)$$

In guter Näherung für $1-R \ll 1$ können wir $\sin \Phi = \Phi$ setzen und erhalten mit

$$\delta\nu = \frac{c_0}{2\pi} \frac{2\Phi}{L\mu} \qquad (5\text{—}57)$$

$$\delta\nu = \frac{c_0}{2\pi L\mu} \frac{1 - V\sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{V\sqrt{R_1 R_2}}} \qquad (5\text{—}58)$$

Bei einem passiven Etalon ($V = 1$) ist Gleichung (5—57, 5—58) die Formel für die Linienbreite eines Fabry-Perot-Interferometers. Bei einem absorbierenden Material wird die Linienbreite nach Gleichung (5—58) durch die Dämpfung vergrößert; bei Verstärkung ($V > 1$) schrumpft die Linienbreite zusammen. Für einige Zahlenabschätzungen setzen wir einen mittleren Reflexionskoeffizienten $R = \sqrt{R_1 R_2}$ ein. Mit $V = 1$ (passiver Resonator) gibt Gl. (5—58) bei $L = 100$ cm und $R = 0{,}99$ (dielektrische Spiegel) für die Bandbreite des Resonators $\delta\nu_c$

$$\delta\nu_c = 480\,\text{kHZ} = 4{,}8 \cdot 10^5\,\text{s}^{-1}.$$

Der Abstand der Resonanzen beträgt dagegen nach Gl. (5—51)

$$\Delta\nu_m = 150\,\text{MHz} = 1{,}5 \cdot 10^8\,\text{s}^{-1}.$$

Bereits im passiven Resonator zerfällt das Transmissionsspektrum in scharfe, äquidistante Linien. Damit der Verstärker stabil bleibt, muß nach Gleichung (5—54) $RV < 1$ sein. Wir wählen $V = 1{,}009$ ($RV = 0{,}999919$). Damit ergibt sich bei $T_1 = T_2 = (1 - R)$ (verlustfreie Spiegel; dieses Beispiel entspricht etwa einem He-Ne-Gasverstärker):

$$V_{T\max} = 125$$

$$\delta\nu = 3{,}9\,\text{kHz} = 3{,}9 \cdot 10^3\,\text{s}^{-1}.$$

Die relativ niedrige Verstärkung führt bereits zu einer sehr kleinen Bandbreite. Als Gegenbeispiel wollen wir einen unverspiegelten Rubinstab von 7 cm Länge betrachten. Die Fresnelsche Reflexion an den Endflächen beträgt rund 7 % ($R = \left(\frac{1-\mu}{1+\mu}\right)^2$) Mit $V = 1$ und $R = 0{,}07$ erhalten wir zunächst für den passiven Resonator

$$\delta \nu_c = 0{,}67 \,\text{GHz} = 6{,}7 \cdot 10^8 \,\text{s}^{-1}$$

$$\Delta \nu_m = 1{,}2 \,\text{GHz} = 1{,}2 \cdot 10^9 \,\text{s}^{-1}.$$

In diesem Resonator schlechter Güte ist die Linienbreite vergleichbar mit dem Linienabstand; die passiven Resonanzen sind nicht aufgelöst.

Um eine Verstärkung von 125 zu erreichen, muß die Verstärkung pro Durchgang $V = 11$ gewählt werden. Dann ergibt sich

$$\delta \nu = 0{,}05 \,\text{GHz} = 5 \cdot 10^7 \,\text{s}^{-1}.$$

Die Verstärkungsbandbreite ist also in diesem Fall noch nicht allzusehr zusammengeschrumpft. Immerhin sind die einzelnen Maxima jetzt aufgelöst.

In Bild (5—19) sind die Resonanzkurven sowie die Abhängigkeit einer Resonanz von der Größe $(1 - RV)$ aufgetragen. Da die Verstärkung V selbst eine Funktion der Frequenz ist nach Gleichung (5—3), erhalten wir die tatsächliche Verstärkerdurchlaßkurve durch Berücksichtigung von $V(\nu)$. Die Einengung der Verstärkungsbandbreite setzt beim Resonanzverstärker an jeder einzelnen Resonanzstelle ein; sie erfolgt sehr viel schneller als beim Wanderfeld-Verstärker die Verschmälerung der gesamten Linienbreite.

Aus den Zahlenbeispielen geht hervor, daß Resonanzverstärker bei der praktischen Anwendung große technische Schwierigkeiten bereiten, da die Bandbreite der einzelnen Resonanz außerordentlich klein ist. Gemildert wird dies dadurch, daß bei gegebener Frequenz eine Feinabstimmung des Verstärkers durch Verdrehen gegen den Signalstrahl möglich ist ($\Theta \neq 0$). In jedem Fall ist es technisch leichter, einen hohen Verstärkungswert durch hohe Verstärkung pro Durchgang und geringe Resonatorgüte zu erreichen als umgekehrt. Dabei ist noch zu beachten, daß auch dielektrische Spiegel, insbesondere harte Spiegel mit TiO_2 als hochbrechende Substanz, merkliche Verluste aufweisen, z. B. $T = 0{,}001$–$0{,}002$ bei $R = 0{,}99$. Damit wird die erreichbare Verstärkung sehr stark eingeschränkt, wenn man in einem stabilen Bereich

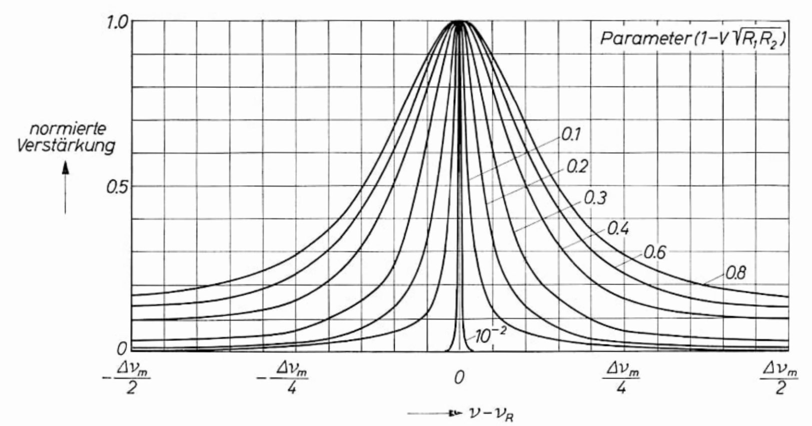
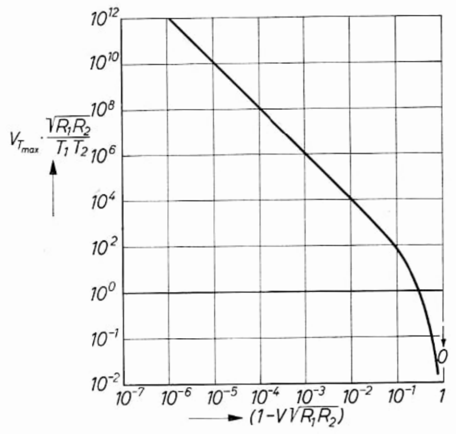


Bild 5—19 Verstärkungswerte des Durchgangs-Resonanzverstärkers in Abhängigkeit von der Ringverstärkung $(1 - V\sqrt{R_1R_2})$

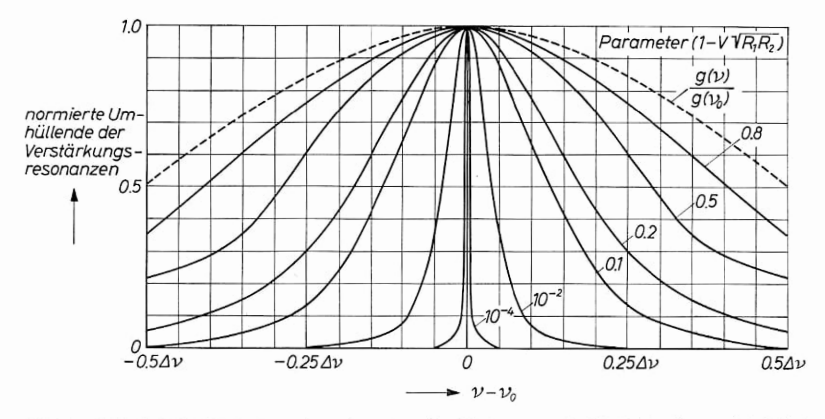
a) Frequenzkurven einer Resonanz, genormt auf gleiche maximale Höhe



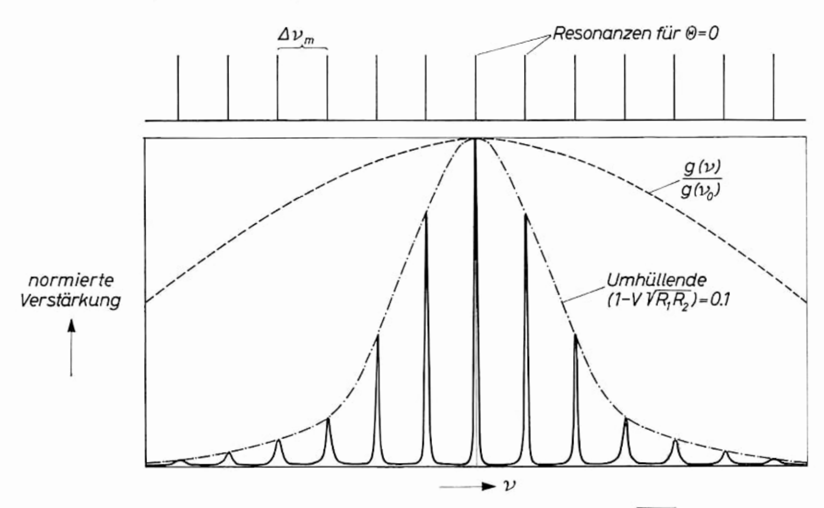
b) Maximale Verstärkung einer Resonanz, in Einheiten $\frac{T_1T_2}{\sqrt{R_1R_2}}$

bleiben will — in die Stabilitätsbedingung Gleichung (5—54) gehen die Spiegelverluste nicht ein.

Bei unseren Betrachtungen haben wir stillschweigend zwei Voraussetzungen benutzt, die in Wirklichkeit nicht erfüllt sind, und zwar a) daß der Strahl nach beliebig vielen Reflexionen noch im Resonator verläuft und b) daß die ebene Welle durch den Resonator in ihrem Charakter nicht geändert wird. a) wäre nur in einem unendlich ausgedehnten Verstärker zu erfüllen. In Wirklichkeit wird eine ebene Welle



c) Umhüllende der Resonanzmaxima für eine Gaußlinie; gestrichelt: Linienform $g(\nu)$; V ist hier wie in d) die Verstärkung in der Linienmitte



d) Beispiel einer kompletten Frequenzcharakteristik für $(1 - V\sqrt{R_1R_2}) = 0{,}1$

Auf den Bildern sind Beispiele bei niedriger Ringverstärkung aufgezeichnet. Bei hoher Ringverstärkung sind die Bandbreiten im optischen Maßstab zeichnerisch nicht mehr darstellbar.

in einem im Querschnitt begrenzten Verstärker auch bei Vernachlässigung der Beugung nur dann beliebig viele Reflexionen ausführen können, wenn sie genau parallel zur Achse des Resonators verläuft ($\Theta = 0$). Für $\Theta \neq 0$ kommt nur eine begrenzte Anzahl von Reflexionen zur Geltung, und in Gleichung (5—2) ist die Summation über eine endliche Zahl von Reflexionen $\sum_{1}^{m}$ auszuführen. b) ist ein schwerwiegen-

derer Fehler der bisherigen Diskussion. Eine ebene Welle ist in einem begrenzten Querschnitt gar nicht fortpflanzungsfähig, da bei jeder Reflexion durch die Querschnittsbegrenzung am Spiegel eine Beugung entsteht, die sowohl die Phasenflächen (Beugungswinkel) wie auch bei der nächsten Reflexion durch den Verlust der gebeugten Anteile die Amplitudenverteilung der Welle verändert. Eine ursprüngliche ebene Welle verläßt also den Verstärker nach einer größeren Anzahl von Reflexionen mit einer anderen Amplitudenverteilung im Querschnitt und mit einem bestimmten Öffnungswinkel. Offensichtlich wäre es möglich, die Welle schon vor dem Eintritt in den Resonator so vorzuformen, daß sie bis auf einen Amplituden- und Phasenfaktor identisch mit der Ausgangswelle wird. Wichtig ist die Erkenntnis, daß durch die Beugung der Welle im Resonator ein von den Spiegelverlusten unabhängiger Beugungsverlust auftritt, der von der Geometrie der Welle abhängt. Es ist wegen dieser Abhängigkeit von der Amplituden- und Phasenverteilung der Signalwelle nicht möglich, Beugungsverluste in den vorstehenden Formeln einfach zu berücksichtigen. Dieses Problem wird uns bei der Diskussion der Moden optischer Resonatoren näher beschäftigen (Kap. 9).

Verluste, die im Innern des Materials selbst durch Streuung oder durch Brechung und Reflexion an Kristallfehlern entstehen, können dagegen einfach berücksichtigt werden, wenn in den vorstehenden Gleichungen unter V die tatsächliche Verstärkung pro Durchgang und nicht der theoretische Wert nach Gleichung (5–3) eingesetzt wird. Im allgemeinen kann man die Verluste durch einen Verlustkoeffizienten β charakterisieren, so daß gilt:

$$V = \mathrm{e}^{\alpha l g(\nu) - \beta l}. \qquad (5\text{–}59)$$

Beim Reflexionsverstärker führt jede Ablenkung des Lichtes durch Streuung oder Brechung im Innern des Materials zu einem völligen Verlust für die interessierende Resonanz. Beim Wanderfeld-Verstärker erscheint das kleinwinkelgestreute Licht dagegen am Ausgang verstärkt in einer anderen Richtung. Wir haben hierauf bereits hingewiesen.

Die große Frequenz- und Richtungsempfindlichkeit des Resonanzverstärkers ermöglicht es, ihn als empfindliches Meßgerät zu verwenden [288, 290].

Literatur über Resonatorverstärker:

[128, 141, 247, 1173, 1174, 1177, 1450, 1670, 1854, 2865].

Weitere Literatur zu Laserverstärkern: [35, 63, 384, 591, 1062, 1451, 1759, 2339, 2341, 2560]

6. Der Laser-Oszillator

6.1. Schwelle des Oszillators

Der regenerative Verstärker wird instabil, wenn die Verstärkung pro Durchgang die Verluste (die wir in den Spiegeln konzentriert denken) kompensiert. Nach Gl. (5—55) lautet die „Schwellbedingung" [3135]:

$$\sqrt{R_1 R_2}\, V = R\, V = 1\,. \tag{6—1}$$

Die Bandbreite der Resonanzen geht nach Gl. (5—58) an der Schwelle gegen Null. Aus dem Rauschen heraus können sich beim Überschreiten der Schwellverstärkung selbständige Schwingungen in der Resonanzfrequenz ausbilden. Wir wollen die zum Einsetzen von Schwingungen nötige Schwellinversion berechnen. Nach Gl. (5—3) gilt:

$$V = e^{(N_2 - N_1)\frac{A}{8\pi}\frac{c^2}{\nu^2} L g(\nu)}\,. \tag{6—2}$$

Mit $(R-1) \ll 1$ wird $V-1 \ll 1$, und wir können entwickeln

$$V \approx 1 + (N_2 - N_1)\frac{A}{8\pi}\frac{c^2}{\nu^2} L g(\nu)\,. \tag{6—3}$$

Somit lautet die Schwellbedingung:

$$(N_2 - N_1)\frac{A}{8\pi}\frac{c^2}{\nu^2} L g(\nu) = \frac{1-R}{R} \tag{6—4}$$

$$\approx 1 - R \text{ für } 1 - R \ll 1\,.$$

Wir erhalten daraus die „Schwellinversion"

$$N_2 - N_1 = \frac{8\pi\nu^2}{c^2}\,\frac{1}{A}\,\frac{1-R}{L g(\nu)}\,. \tag{6—5}$$

Wir führen die mittlere Verweilzeit eines Quants im Resonator t_c ein; sie ergibt sich aus der Laufzeit $\frac{c}{L}$ und der mittleren Anzahl der Reflexionen $\frac{1}{1-R}$ zu:

$$t_c = \frac{L}{c(1-R)}. \qquad (6\text{–}6)$$

Somit können wir Gl. (6–6) formulieren:

$$\begin{aligned} N_2 - N_1 &= \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \Delta\nu \frac{1}{A t_c} \frac{1}{\Delta\nu g(\nu)} \\ &= p_m' \frac{1}{A t_c} \frac{1}{\Delta\nu g(\nu)} \qquad (6\text{–}7) \\ &= p_m' \frac{\tau}{t_c} \frac{1}{\Delta\nu g(\nu)} \text{ im isotropen Medium.} \end{aligned}$$

$p_m' = p_m \Delta\nu$ ist die Modendichte pro Raumeinheit innerhalb der gesamten Linienbreite.

Bis auf einen Faktor von der Größenordnung 1 ist die Schwellinversionsdichte gleich dem Produkt aus der Modendichte und dem Verhältnis von spontaner Lebensdauer zur Resonatorlebensdauer [3135].

Die Schwelle wird zuerst von dem Mode erreicht, dessen Resonanzfrequenz der Linienmitte am nächsten liegt. Wir wollen annehmen, daß eine Resonanz mit der Linienmitte zusammenfällt und erhalten für eine Lorentzlinie:

$$\begin{aligned} N_2 - N_1 &= \frac{\pi}{2} p_m' \frac{\tau}{t_c} \qquad (6\text{–}8\text{a}) \\ &= \frac{4\pi^2\nu^2\Delta\nu}{c^3} \frac{\tau}{t_c} \qquad (6\text{–}8\text{b}) \\ &= \frac{2\pi\nu^2}{c^3} \frac{2\pi\tau\Delta\nu}{t_c} \qquad (6\text{–}8\text{c}) \end{aligned}$$

und für eine Gaußlinie

$$\begin{aligned} N_2 - N_1 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} p_m' \frac{\tau}{t_c} \qquad (6\text{–}9\text{a}) \\ &= \frac{4\pi\sqrt{\pi}}{\sqrt{\ln 2}} \frac{\nu^2\Delta\nu}{c^3} \frac{\tau}{t_c} \qquad (6\text{–}9\text{b}) \\ &= \frac{2\sqrt{\pi}\,\nu^2}{\sqrt{\ln 2}\,c^3} \frac{2\pi\tau\Delta\nu}{t_c}. \qquad (6\text{–}9\text{c}) \end{aligned}$$

Um eine niedrige Schwellinversion zu erreichen, ist es also günstig, ein Material geringer Linienverbreiterung $2\pi\tau\Delta\nu$ zu verwenden. Weiter soll die ,,Güte“ des Resonators, ausgedrückt durch die Verweilzeit t_c, hoch sein, wobei jedoch nach der Ableitung nur die Verweilzeit im aktiven Material, nicht die in passiven Resonatorteilen, wesentlich ist.

Da die Resonatorverweilzeit bei gegebener Spiegel-Reflexion proportional zur Resonatorlänge ist, wird die gesamte im Resonatorvolumen v benötigte Inversion $(N_2-N_1)\,v$ von der Resonatorlänge unabhängig; sie ist proportional dem schwingenden Materialquerschnitt.

Wir wollen annehmen, daß die Pumpenergie dem Lasermaterial in einem Impuls zugeführt wird, dessen Länge klein ist gegen die spontane Lebensdauer. Um die Schwellinversion zu erreichen, muß die Schwellenergie E_s aufgewendet werden:

$$E_s = h\,\nu_p \cdot N_2. \tag{6--10}$$

ν_p: Pumpfrequenz.

In einem Vier-Niveau-Material ist $N_1 \approx 0$, also $E_s = h\nu_p\,(N_2 - N_1)$. In einem Drei-Niveau-Material wie Rubin ist dagegen $N_1 + N_2 = \mathrm{N}_0 =$ const. Somit wird

$$E_s = h\,\nu_p[(N_2-N_1) + N_1] \approx h\,\nu_p \left[(N_2-N_1) + \frac{N_0}{2}\right]$$

für $N_2-N_1 \ll N_1$.

Damit die Inversion im Dauerstrich aufrechterhalten werden kann, muß der Fluoreszenzverlust des oberen Niveaus N_2/τ durch die Pumpe gedeckt werden. Somit ergibt sich die Schwell-Leistung zu:

$$L_s = h\,\nu_p \frac{N_2}{\tau}. \tag{6--11}$$

In Vier-Niveau-Material ist $L_s \approx h\,\nu_p \dfrac{N_2-N_1}{\tau}$ und damit nach Gl. (6—7) unabhängig von τ.

Im Drei-Niveau-Material wird

$$L_s \approx h\nu_p\left(\frac{N_2-N_1}{\tau} + \frac{N_0}{2\,\tau}\right).$$

Während im Vier-Niveau-Material die spontane Lebensdauer ohne Einfluß auf die Größe der Schwell-Leistung ist, wird im Drei-Niveau-Material der überwiegende Teil der Schwell-Leistung umgekehrt proportional zu τ. Für Drei-Niveau-Oszillatoren kommen nur Materialien mit langer Fluoreszenzlebensdauer in Frage.

Wir haben im letzten Abschnitt für einige idealisierte Materialien die Inversion abgeschätzt, die für eine Verstärkung von 10 % ($V = 1{,}1$) notwendig ist. Die gefundenen Werte entsprechen der Schwellinversion für einen Resonator mit $R = 0{,}91$.

Wir wollen hier für einige Beispiele die Oszillationsschwelle nach Gl. (6—8a, 6—9a) berechnen.

a) Rubin-Laser

Mit einem 7 cm langen Rubinstab erhalten wir bei 95 % mittlerer Reflexion ($\mu = 1{,}78$):

$$t_c = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1{,}78 \cdot 7 \cdot (1-0{,}95)} = 4{,}8 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{s}.$$

Mit $\nu = 4{,}8 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$

$\Delta\nu = 200 \cdot 10^{9}\,\mathrm{s}^{-1}$ (20 °C) ergibt sich

$$p'_m = \frac{8\pi (4{,}8 \cdot 10^{14})^2 \cdot (1{,}78)^3 \cdot 2 \cdot 10^{11}}{(3 \cdot 10^{10})^3} = 2{,}4 \cdot 10^{11}\,\mathrm{Moden} \cdot \mathrm{cm}^{-3}.$$

Mit $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$ s folgt für eine Lorentzlinie:

$$N_2 - N_1 = 2{,}4 \cdot 10^{11} \cdot \frac{\pi}{2} \frac{3 \cdot 10^{-3}}{4{,}8 \cdot 10^{-9}} = 2{,}4 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}.$$

Die Zahl der Chromionen in rosa Rubin beträgt

$$N_0 = N_1 + N_2 = 2 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}.$$

$N_2 - N_1$ ist klein gegen $N_2 + N_1$, und somit ist

$$N_2 \approx \frac{N_0}{2}.$$

Die Schwellinversion ist klein gegen die für Gleichbesetzung der beiden Niveaus nötige Besetzung des oberen Laserzustands.

Die Schwell-Leistung ergibt sich mit $\nu_p = 6{,}25 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$ (gemittelt über das grüne und das violette Absorptionsband):

$$L_s = h\nu_p \frac{N_0}{2\tau} = \frac{10^{19} \cdot 6{,}7 \cdot 10^{-34} \cdot 6{,}25 \cdot 10^{14}}{3 \cdot 10^{-3}} = 1400\,\mathrm{W\,cm}^{-3}.$$

Wenn man einen Wirkungsgrad der Pumplichtquelle von 25 % (Quecksilber-Lampe) und eine Absorption von 25 % beim Durchgang durch einen dünnen Rubinstab annimmt, so folgt daraus eine elektrische Schwell-Leistung von rund 22 kW/cm³. Dauerbetrieb ist bei realisierbaren Leistungen also nur in kleinen Rubinvolumina möglich. Experimentell wurde bei Zimmertemperatur ein Wert von 21,5 kW/cm³ ermittelt. [2078].

Die Schwellenergie ergibt sich zu

$$E_s = L_s \cdot \tau = 4{,}2\,\mathrm{Ws\,cm}^{-3}.$$

Die elektrische Schwellenergie bei 25 % Wirkungsgrad und 25 % Absorption wäre also 67 Ws/cm³; mit Xenonblitzlampen liegen die experimentell optimal erreichten Werte bei 100 Ws/cm³.

Die Konzentration der aktiven Atome ist in optisch gepumpten Drei-Niveau-Materialien ($N_2 - N_1 \ll N_1$) ohne Einfluß auf die Schwellenergie, solange das Material noch optisch dünn ist, also nur eine geringe Absorption pro Durchgang für das Pumplicht hat. Mit wachsender Konzentration steigt die Pumplichtabsorption, gleichzeitig aber im gleichen Maß die Zahl der für Gleichbesetzung anzuregenden Atome.

b) Vier-Niveau-Festkörper-Laser

Wir wollen die Werte für ein Vier-Niveau-Material abschätzen, das bis auf die verschwindend kleine Besetzung des unteren Niveaus die gleichen Parameter hat wie Rubin.

Für die Schwellwerte ergibt sich:

$$L_s = h\nu_p \frac{N_2}{\tau} = h\nu_p \frac{(N_2 - N_1)}{\tau}$$

$$= 2{,}4 \cdot 10^{17} \cdot 6{,}7 \cdot 10^{-34} \cdot 6{,}25 \cdot 10^{14} = 33\,\mathrm{W\,cm^{-3}}$$

$$E_s = L_s \cdot \tau = 0{,}1\,\mathrm{Ws\,cm^{-3}}.$$

Mit dem angenommenen Pumpwirkungsgrad erhalten wir für die elektrischen Werte eine Schwell-Leistung von 530 W cm^{-3} und eine Schwellenergie von 1,6 Ws cm^{-3}. Man ersieht hieraus, wie schädlich sich in dem Drei-Niveau-System die Besetzung des unteren Terms auswirkt und welche niedrigen Schwellwerte sich mit Vier-Niveau-Materialien erreichen lassen. Die errechnete Schwell-Leistung stimmt recht gut mit der überein, die man experimentell für hochdotierte YAG:Nd^{3+}-Stäbe ermittelt.

Im Beispiel des Vier-Niveau-Materials wird der optische Pumpwirkungsgrad mit wachsender Konzentration der absorbierenden Atome größer, solange das Material gegen das Pumplicht nicht optisch dicht ist. Man wird also die Konzentration der aktiven Ionen so hoch wie möglich wählen.

c) Gas-Laser

Als nächstes Beispiel wollen wir Abschätzungen für einen Gas-Laser durchführen. Wir wählen als Wellenlänge 1 µm ($\nu = 3 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s^{-1}}$) und für

eine temperaturverbreiterte Linie $\Delta\nu = 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$. Der Resonator habe eine Länge von 100 cm und Spiegel mit $R = 0{,}99$. Damit wird

$$t_c = 3{,}3 \cdot 10^{-7}\,\mathrm{s}$$

$$p'_m = 8{,}4 \cdot 10^7\,\mathrm{Moden/cm^3}.$$

Für die spontane Lebensdauer setzen wir $\tau = 10^{-8}\,\mathrm{s}$. Damit wird

$$N_2 - N_1 = 8{,}4 \cdot 10^7 \cdot \frac{10^{-8}}{3{,}3 \cdot 10^{-7}} \cdot \frac{\pi}{2} = 4 \cdot 10^6\,\mathrm{Atome \cdot cm^{-3}}.$$

Zur Aufrechterhaltung der Schwellinversion ist im Vier-Niveau-System eine Anregung von $4 \cdot 10^{14}$ Atomen/cm³ s nötig.

d) Halbleiter-Dioden-Laser

Als letztes Beispiel betrachten wir einen Halbleiter-Dioden-Laser. Seine Emissionswellenlänge sei 1 µm ($\nu = 3 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$); die Linienbreite der spontanen Emission sei 300 Å ($\Delta\nu \approx 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$). Typische Abmessungen sind 0,25 mm Resonatorlänge bei $0{,}05 \cdot 0{,}005\,\mathrm{mm}^2$ Querschnitt für die aktive Zone des *pn*-Übergangs. Die Endflächen sind meist unverspiegelt; aus dem Brechungsindex $\mu = 3{,}6$ (GaAs) folgt ein Fresnelscher Reflexionskoeffizient $R = \left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1}\right)^2 = 0{,}32$. Damit wird

$$t_c = 4{,}4 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{s}$$

$$p'_m = 3{,}9 \cdot 10^{13}\,\mathrm{Moden \cdot cm^{-3}}.$$

Mit $\tau = 5 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{s}$ folgt

$$N_2 - N_1 = 7 \cdot 10^{15}\,\mathrm{cm}^{-3}.$$

Im Volumen des *pn*-Übergangs von $6{,}2 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{cm}^3$ sind also an der Schwelle $4{,}4 \cdot 10^8$ Elektronen-Loch-Paare nötig. Wegen der kurzen spontanen Lebensdauer hat der Begriff der Schwellenenergie hier keine Bedeutung. Wir berechnen gleich die Schwell-Leistung. Zur Aufrechterhaltung der Inversion ist bei einem Quantenwirkungsgrad von 100 % ein Strom I nötig (Vier-Niveau-System):

$$I = \frac{N_2 - N_1}{\tau} \cdot e$$

$$= \frac{4{,}4 \cdot 10^8 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}}{5 \cdot 10^{-10}} = 140\,\mathrm{mA}.$$

e: Elementarladung

Der auf die Flächeneinheit des pn-Übergangs bezogene Stromfluß beträgt bei $1{,}25 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{cm}^2$ Querschnitt:

$$j = 1100\,\mathrm{A/cm}^2.$$

Der theoretische Schwellstrom ist sehr niedrig. Damit vergleichbare Werte wurden bei Heliumtemperatur auch experimentell erreicht.

Die Spannung an der Diode ist etwa gleich

$$U \approx \frac{h\nu}{e} = 1{,}25\,\mathrm{V}\,.$$

Die Schwell-Leistung beträgt demnach $L = U \cdot I = 175\,\mathrm{mW}$.

Die Rechnungen dieses Abschnittes erfordern einige Kritik. Die Schwellbedingung in der Form $VR = 1$ kann nicht richtig sein, da der Welle außer durch stimulierte Emission bei jedem Hin- und Herlauf im Resonator auch durch spontane Emission Energie zugeführt wird. Die Gleichgewichtsbedingung lautet genauer

$$VR + \text{spontane Emission} = 1\,. \tag{6–12}$$

Es muß stets $VR < 1$ sein. Damit bleibt auch die Bandbreite der Resonanzen endlich. Wir werden dieses Problem im nächsten Abschnitt untersuchen. Es wird sich zeigen, daß die abgeschätzten Schwellwerte im allgemeinen nur geringfügig von den wahren Werten abweichen, daß diese Abweichung aber wesentlich für die Oszillatoreigenschaften ist.

Für den Resonator haben wir als Verlustquelle bisher nur die Reflektoren berücksichtigt. In Wirklichkeit treten weitere Verluste durch Inhomogenitäten des Materials (Festkörper), sowie Beugungsverluste auf. Die Materialverluste können entsprechend mit den Reflexionsverlusten zusammengefaßt werden; sie sind schwer zu bestimmen und liegen bei typischen Festkörper-Lasern in der Größenordnung 1–5 %/cm. Damit ergeben sich bedeutend höhere Schwellwerte als in den idealisierten Abschätzungen. Beugungsverluste werden wir später bei der Untersuchung optischer Resonatoren berücksichtigen; sie sind im allgemeinen klein gegen die Materialverluste von Festkörpern.

Eine weitere Fehlerquelle der bisherigen Rechnungen liegt darin, daß in manchen Fällen nicht alle invertierten Atome auch tatsächlich dem Aufbau einer Resonanzwelle zur Verfügung stehen. Das ist zum Beispiel der Fall, wenn die Linie in Einzellinien geringer Wechselwirkung zerfällt, wie dies in Gläsern der Fall sein kann. Wir können dann nur mit den Atomen rechnen, deren echte Linienbreite mit der Resonanzfrequenz zusammenfällt.

Insgesamt muß man damit rechnen, daß besonders bei Festkörpern aus der Schwellbedingung nur die Größenordnung der nötigen Inversion abgeschätzt werden kann, solange die genannten Fehlerquellen nicht bekannt sind und berücksichtigt werden.

6.2. Der Laser-Oszillator als gesättigter regenerativer Rauschverstärker

Einen tieferen Einblick in die Funktion eines Laser-Oszillators gewinnen wir, indem wir ihn als regenerativen Resonanzverstärker betrachten, der durch sein verstärktes, als Eingangssignal wirkendes Eigenrauschen gesättigt wird. Es zeigt sich, daß die geringe Abweichung der Verstärkung vom „Schwellwert" $V = 1/R$ wesentlich ist für das Emissionsverhalten des Oszillators [914].

Wir berechnen im folgenden das Rauschen eines Resonanzverstärkers nach Bild (6—1). Dabei gehen wir ähnlich vor wie in Kap. 5. Wir müssen jedoch jetzt berücksichtigen, daß die Signalquelle die räumlich verteilte spontane Emission im Inneren des Resonators ist. Das während eines Durchgangs in einen Mode emittierte Rauschen beträgt nach Gl. (5—33)

$$R_a = R_0 \frac{V-1}{\ln V}. \qquad (6\text{—}13)$$

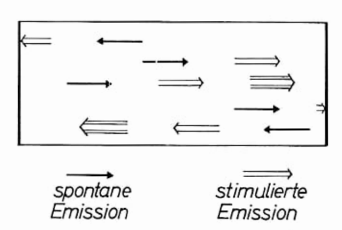


Bild 6—1 Verstärkung der spontanen Emission mit $\theta = 0$ durch stimulierte Emission beim einmaligen Durchgang in einem Laser-Oszillator

Dabei ist R_0 die gesamte spontane Emission des Resonatorvolumens pro Mode Gl. (5—33); es ist also

$$R_0 = \frac{1}{2} h\nu \frac{c}{L} \frac{N_2}{N_2 - N_1} \ln V. \qquad (6\text{—}14)$$

Diesem über die Verstärkerlänge aufintegrierten Rauschen entspricht ein Signal am Eingang von der Größe

$$S_{E_1} = \frac{R_a}{V T_1}. \qquad (6\text{—}15)$$

Gleichung (6—15) berücksichtigt nur die Quanten, die spontan in positiver x-Richtung emittiert werden. Zusätzlich bekommen wir für das Ausgangsrauschen in (+x)-Richtung auch Beiträge von Quanten,

die spontan in (—x)-Richtung emittiert werden. Ihnen entspricht ein Eingangssignal

$$S_{E_2} = \frac{R_a}{V^2 T_1} R_1 . \tag{6–16}$$

Indem wir $(S_{E1} + S_{E2})$ in Gl. (5–44) für die Vorwärtsverstärkung eines Resonatorverstärkers als Eingangssignal einsetzen, erhalten wir für das Ausgangsrauschen in (+x)-Richtung nach Kürzung mit V:

$$\frac{R_+}{R_0} = \frac{T_2 (1 + R_1 V)}{(1 - V\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 V\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \Phi} \frac{V-1}{\ln V} \tag{6–17}$$

Analog erhalten wir für das Ausgangsrauschen in (—x)-Richtung:

$$\frac{R_-}{R_0} = \frac{T_1 (1 + R_2 V)}{(1 - V\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 V\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \Phi} \frac{V-1}{\ln V} . \tag{6–18}$$

Als zweiten Schritt berechnen wir das Ausgangsrauschen im Bereich $\Delta \nu_m$ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Resonanzfrequenzen:

$$\Delta \nu_m = \frac{c}{2L}$$

$$\bar{R} = R_0 \int\limits_{\nu_0 - \Delta \nu_m/2}^{\nu_0 + \Delta \nu_m/2} \frac{R}{R_0} (\nu) \, d\nu . \tag{6–19}$$

Mit

$$d\nu = \frac{\Delta \nu_m}{\pi} d\Phi \tag{6–20}$$

erhalten wir, indem wir $V = \text{const}$ im betrachteten Intervall setzen:

$$\frac{\bar{R}_+}{R_0} = T_2 (1 + R_1 V) \frac{V-1}{\ln V} \frac{\Delta \nu_m}{\pi} \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{A + B \sin^2 \Phi} \tag{6–21}$$

mit

$$A = 1 - V\sqrt{R_1 R_2}$$

$$B = 4 V \sqrt{R_1 R_2} . \tag{6–22}$$

Das Integral hat den Wert

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\mathrm{d}\Phi}{A + B \sin^2 \Phi} = \frac{\pi}{(A^2 + AB)^{1/2}}. \tag{6–23}$$

Damit erhalten wir:

$$\frac{\bar{R}_+}{R_0} = \frac{T_2 (1 + V R_1)}{1 - V^2 R_1 R_2} \frac{1 - V}{\ln V} \tag{6–24}$$

$$\frac{\bar{R}_-}{R_0} = \frac{T_1 (1 + V R_2)}{1 - V^2 R_1 R_2} \frac{1 - V}{\ln V}. \tag{6–25}$$

Für das gesamte abgestrahlte Rauschen gilt

$$\frac{\bar{R}}{R_0} = \frac{\bar{R}_+ + \bar{R}_-}{R_0}$$

$$= \frac{(T_1 + T_2) + V (T_1 R_2 + T_2 R_1)}{1 - V^2 R_1 R_2} \frac{V - 1}{\ln V}. \tag{6–26}$$

Für die folgende Diskussion setzen wir vereinfachend $T_1 = T_2 = T$; $R_1 = R_2 = R$ und erhalten

$$\frac{\bar{R}}{R_0} = \frac{2T}{1 - VR} \frac{V - 1}{\ln V}. \tag{6–27}$$

a) Wir betrachten einen Wanderfeldverstärker:

$R = 0$; $T = 1$; und erhalten

$\bar{R} = 2 \frac{R_0 (V - 1)}{\ln V}$ in Übereinstimmung mit Gl. (5–33).

Der unterschiedliche Faktor 2 rührt daher, daß wir jetzt das Rauschen in beide Richtungen summieren.

b) Wir setzen $V = 1$. Der Verstärker entspricht jetzt einem Fabry-Perot-Interferometer.
Es folgt:

$$\bar{R} = 2 R_0 \frac{T}{1 - R}. \tag{6–28}$$

Für verlustfreie Spiegel ist $T = 1 - R$, und es zeigt sich, daß das gesamte Rauschen eines Intervalls zwischen zwei Resonanzen (in

einem Mode des Resonators) von der Reflexion der Spiegel unabhängig ist:

$$\bar{R} = 2 R_0 . \tag{6–29}$$

Die Linienform des Rauschens ist dagegen nach Gl. (6–17, 6–18) in starker Abhängigkeit von der Spiegelreflexion durch die Resonanzen in der Frequenzverteilung verändert.

Das Rauschen eines Resonator-Lasers hat bereits unterhalb der Schwelle und selbst bei negativer Inversion nicht mehr die Linienform $g(\nu)$, sondern die spontane Emission ist in die Resonanzfrequenzen konzentriert. Für $V = 1$ ist $g(\nu)$ bis auf einen Faktor die Einhüllende des Resonatorrauschens.

Als nächsten Schritt berechnen wir die Bandbreite des Rauschens bei einer Resonanzfrequenz. Dazu benötigen wir nach Gl. (5–58) den genauen Wert der Verstärkung pro Durchgang. Sie ist abhängig von der Ausgangsleistung $\bar{R}$, die wir als Parameter wählen. Diese Größe ist einer direkten Messung am ehesten zugänglich.

Im regenerativen Laser-Oszillator ist die Verstärkung pro Durchgang normalerweise so klein, daß wir für die folgende Rechnung setzen können: $\frac{(V-1)}{\ln V} = 1$; $(V - 1 \ll 1)$. Damit folgt aus Gl. (6–27)

$$1 - R V = 2 \frac{R_0}{\bar{R}} T = \frac{R_{0a}}{\bar{R}} . \tag{6–30}$$

$2 R_0 T$ ist die außerhalb des Oszillators an beiden Ausgängen gemessene Rauschleistung R_{0a} ohne Verstärkung $(V = 1)$. Damit ist die Abweichung der Sättigungsverstärkung vom Wert $1/R$ direkt durch das Verhältnis der Oszillatorleistung pro Mode zur spontanen Emission in diesem Mode gegeben:

$$V = \frac{1}{R} \left(1 - \frac{R_{0a}}{\bar{R}}\right). \tag{6–31}$$

Wir führen in Gl. (6–30) R_0 ein und ersetzen dabei näherungsweise $\ln V$ durch $(V - 1)$. Nach kurzer Umrechnung folgt mit der Abkürzung:

$$D = \frac{1}{2} h \nu \frac{c}{L} \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{R_0}{V - 1} . \tag{6–32}$$

$$1 - R V = \frac{(1 - R) T \frac{2 D}{\bar{R}}}{R + \frac{2 D T}{\bar{R}}} . \tag{6–33}$$

In einem Oszillator hoher Güte können wir bei hoher Anregung setzen: $R-1 \ll 1, \frac{2DT}{\bar{R}} \ll 1$; damit wird der Nenner gleich 1. Für absorptionsfreie Spiegel ($T = 1-R$) folgt:

$$\begin{aligned} 1-RV &= (1-R)^2 \frac{2D}{\bar{R}} \\ &= (1-R)^2 \frac{h\nu}{\bar{R}} \frac{c}{L} \frac{N_2}{N_2-N_1}. \end{aligned} \tag{6–34}$$

Gleichung (6–34) zeigt, daß die Ringverstärkung RV stets kleiner als 1 bleibt. Je höher die Ausgangsleistung pro Mode ist, je mehr also die stimulierte Emission über die spontane Emission überwiegt, um so mehr nähert sich RV der Eins. Gleichung (6–30, 6–34) liefert die „Sättigungsverstärkung" des Resonators. Bei ihrem Wert gehen induzierte Emission, spontane Emission und Inversion in ein Gleichgewicht, dessen Wert vom Nachschub an Inversion, also von der Pumpleistung abhängt. Eine momentan höhere Inversion wird durch verstärkte stimulierte Emission wieder abgebaut, bis dieser Sättigungswert erreicht ist. Ebenso führen Schwankungen des primären Rauschens dazu, daß kurzzeitig über die Inversionssättigung die Verstärkung durch stimulierte Emission sich im entgegengesetzten Sinn ändert. Die Schwankungserscheinungen des Rauschens werden durch den Sättigungsprozeß im Oszillator ausgeglichen. Die Emission der Moden eines Laseroszillators zeigt bei hoher Leistung pro Mode nicht mehr die Statistik der spontanen Emission. Durch die Begrenzerwirkung der Sättigung bei der Verstärkung der spontanen Emission entspricht die Emission einer Welle konstanter Frequenz und Amplitude, der kleine, statistische Amplituden- und Phasenschwankungen überlagert sind (siehe auch Kapitel 5).

Das Rauschen der spontanen Emission läßt die Bandbreite eines Mode endlich bleiben. Aus Gl. (5–57) erhalten wir unter Einführung der Sättigungsverstärkung:

$$\begin{aligned} \delta\nu &= \frac{c}{2\pi L} \frac{(1-R)^2}{\sqrt{RV}} \cdot \frac{2D}{\bar{R}} \\ &\approx \frac{c}{2\pi L} (1-R)^2 \frac{2D}{\bar{R}} \text{ für } (RV-1) \ll 1. \end{aligned} \tag{6–35}$$

Unter Einsetzen von D nach Gl. (6–32) folgt:

$$\delta\nu = \left[\frac{c}{2\pi L}(1-R)\right]^2 2\pi \frac{h\nu}{\bar{R}} \frac{N_2}{N_2-N_1}. \tag{6–36}$$

Der erste Faktor ist mit $(1-R) \ll 1$ die Linienbreite des passiven Resonators ($V=1$) (Gl. (5–57)):

$$\delta \nu_c = \frac{c}{2\pi L}(1-R). \tag{6–37}$$

Damit erhalten wir schließlich die Linienbreite in der Form:

$$\begin{aligned} \delta \nu &= 2\pi \frac{h\nu}{\bar{R}} (\delta \nu_c)^2 \frac{N_2}{N_2-N_1} \\ &= 2\pi \frac{(\delta \nu_c)^2}{q} \frac{N_2}{N_2-N_1}. \end{aligned} \tag{6–38}$$

q ist die Quantenzahl pro Sekunde $\frac{\bar{R}}{h\nu}$ in einem Mode.

Wir interessieren uns jetzt noch dafür, wie die Oszillatorleistung verschiedener Moden innerhalb der Linienbreite mit wachsender Verstärkung anwächst. Aus Gl. (6–17, 6–18) erhalten wir mit $\Phi = 0$ die Frequenzabhängigkeit der Spitzenleistung in den einzelnen Resonanzfrequenzen. Diese Werte sind in der Regel wegen der schmalen Linienbreite experimentell mit optischen Mitteln nicht meßbar. Wir wollen daher lieber die Frequenzabhängigkeit der gesamten Strahlung in einem Mode berechnen, die z. B. mit Fabry-Perot-Interferometern aufgelöst werden kann.

Nach Gl. (6–27) ist

$$\begin{aligned} \bar{R} &= \frac{2\,T\,(V-1)}{1-V\,R} \frac{R_0}{\ln V} \\ &= \frac{2\,T\,(V-1)}{1-R-(V-1)\,R} \frac{R_0}{\ln V}. \end{aligned} \tag{6–39}$$

$(V-1)$ hat nach Gl. (5–3) für $V-1 << 1$ die Form

$$\begin{aligned} V-1 &= (V_0-1) f(\nu) \\ V_0 &= V(\nu_0) \\ f(\nu) &= \frac{g(\nu)}{g(\nu_0)}. \end{aligned} \tag{6–40}$$

$\frac{R_0}{\ln V}$ ist unabhängig von ν.

Die Frequenzabhängigkeit des Rauschens pro Mode ist damit:

$$\bar{R} = \frac{2\,T\,(V_0-1) f(\nu)}{1-R-(V_0-1)\,R f(\nu)} \frac{R_0}{\ln V}. \tag{6–41}$$

In der Linienmitte wird

$$\bar{R}_0 = \frac{2\,T\,(V_0-1)}{1-R\,V_0}\,\frac{R_0}{\ln V}. \qquad (6\text{—}42)$$

Wir normieren auf den Wert in der Linienmitte und erhalten

$$\frac{\bar{R}}{\bar{R}_0} = \frac{f(\nu)\,(1-R\,V_0)}{1-R-(V_0-1)\,R\,f(\nu)}. \qquad (6\text{—}43)$$

Die Halbwertsbreite dieser Verteilung ergibt sich aus

$$\frac{\bar{R}}{\bar{R}_0} = \frac{1}{2}$$

für

$$f(\nu)_{1/2} = \frac{1}{1+\dfrac{1-R\,V_0}{1-R}}. \qquad (6\text{—}44)$$

Der Mode in der Linienmitte hat die höchste Ausgangsleistung $\bar{R}_0$. Wir führen seine Sättigungsverstärkung nach Gl. (6—34) und $\delta\nu_c$ nach Gl. (6—37) ein:

$$f(\nu)_{1/2} = \frac{1}{1+\dfrac{h\nu}{\bar{R}_0}\,\dfrac{\delta\nu_c}{2\pi}\,\dfrac{N_2}{N_2-N_1}} \qquad (6\text{—}45)$$

$$= \frac{1}{1+\dfrac{h\nu}{\bar{R}_0}\,\dfrac{1}{t_c}\,\dfrac{N_2}{N_2-N_1}}. \qquad (6\text{—}46)$$

Mit wachsender Ausgangsleistung in der Linienmitte und mit wachsender Resonatorgüte schrumpft $f(\nu)_{1/2}$ immer mehr auf die Eins zusammen, d. h., die Umhüllende der Emissionsresonanzen wird immer schmaler. Unter Einsetzen der Linienform kann aus Gl. (6—44, 6—46) die Frequenzbandbreite der Umhüllenden errechnet werden. Für eine Lorentzkurve ergibt sich aus Gl. (6—44) mit

$$f(\nu) = \frac{1}{1+\left(\dfrac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu}\right)^2} \qquad (6\text{—}47)$$

$$(\nu-\nu_0)_{1/2} = \Delta\nu\,\sqrt{\frac{1-R\,V_0}{1-R}}. \qquad (6\text{—}48)$$

Aus Gl. (6–46) folgt:

$$(\nu - \nu_0)_{1/2} = \Delta\nu \sqrt{\frac{h\nu}{\bar{R}_0} \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{1}{t_c}}\,. \tag{6–49}$$

$\Delta\nu$ ist die Linienbreite der spontanen Emission.

Die Gesamthalbwertsbreite der Emission schrumpft umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Leistung in dem der Linienmitte nächsten Mode zusammen. Bei geringer Inversion steigt zunächst die Emission aller Moden unter Linienverschmälerung der jeweiligen Moden an. Der Anstieg und die Linieneinengung ist in der Linienmitte rascher als am Linienrand, so daß bei hoher Inversion die Leistung des der Linienmitte nächsten Mode gegen die der übrigen Moden überwiegt. Wenn nach Gl. (6–48, 6–49) die Halbwertsbreite der Umhüllenden kleiner wird als der Modenabstand, dann bleibt nur noch ein Mode mit weitaus überwiegender Leistung übrig.

Wir wollen zu den gewonnenen Resultaten einige zahlenmäßige Abschätzungen ausführen und verwenden die bereits weiter oben benutzten Beispiele:

a) Rubin-Laser

Nach Gl. (6–34) ist $1 - RV = (1 - R)\frac{h\nu}{\bar{R}}\frac{1}{t_c}\frac{N_2}{N_2 - N_1}$.

Mit $t_c = 4{,}8 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{s}$; $\frac{N_2}{N_2 - N_1} = 0{,}84 \cdot 10^2$; $1 - R = 0{,}05$

ergibt sich

$$1 - RV = 0{,}87 \cdot 10^9 \frac{h\nu}{\bar{R}}\,.$$

Wir wollen annehmen, daß der Rubinstab eine Leistung von 10^4 Watt, in 200 Moden verteilt, emittiert. Die Leistung in einem Mode ist also 50 Watt. Damit wird

$$\frac{\bar{R}}{h\nu} = \frac{50}{6{,}7 \cdot 10^{-34} \cdot 4{,}8 \cdot 10^{14}}$$

$$= 1{,}6 \cdot 10^{20}\,\text{Quanten/s}.$$

Für die Sättigungsverstärkung folgt:

$$1 - RV = 5{,}4 \cdot 10^{-12}.$$

Die Linienbreite des passiven Resonators ist bei 7 cm Länge $\delta\nu_c = 2 \cdot 10^7\,\mathrm{s}^{-1}$.

Die Linienbreite eines Mode folgt zu

$$\delta\nu = 1{,}3 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

Die theoretische Linienbreite ist rund 10^{-3} Hz; dieser Wert ist in der Praxis nicht erreichbar, da Störungen des Resonators zu einer wesentlichen Verbreiterung führen. Außerdem begrenzt die in Rubin-Lasern geringer aktiver Modenzahl meist beobachtete Relaxationsschwingung die Linienbreite auf die reziproke Lebensdauer Δt der Relaxationsimpulse: $\delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t} \approx 10^6\,\mathrm{s}^{-1}$.

Die Bandbreite der Gesamtemission folgt aus Gl. (6–46) mit $\Delta\nu \approx 200 \cdot 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$:

$$(\nu - \nu_0)_{1/2} = 200 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{5{,}4 \cdot 10^{-12}}{0{,}05}} = 2 \cdot 10^6\,\mathrm{s}^{-1}.$$

Die Halbwertsbreite ist viel kleiner als der Modenabstand von $1{,}2 \cdot 10^9$ s^{-1}, so daß also die Leistung ganz überwiegend in einem Mode konzentriert sein sollte; daß wir für unsere Abschätzung den experimentell gefundenen Wert auf 200 Moden verteilten, beruht auf sekundären Prozessen, die wir im nächsten Kapitel behandeln werden.

b) Vier-Niveau-Laser

Wir wollen wieder einen fiktiven Vier-Niveau-Laser diskutieren, der bis auf $N_1 = 0$ die gleichen Daten wie Rubin hat.

Für die Sättigungsverstärkung erhalten wir

$$1 - R\,V = (1 - R\,V)_{\mathrm{Rubin}} \cdot \left(\frac{N_2 - N_1}{N_2}\right)_{\mathrm{Rubin}}$$

$$= 5{,}4 \cdot 10^{-12} \cdot 1{,}2 \cdot 10^{-2} = 6{,}5 \cdot 10^{-14}.$$

Durch das geringere Rauschen ist die Sättigungsverstärkung des Vier-Niveau-Lasers näher am Wert $1/R$ als beim Drei-Niveau-Laser. Als Folge wird die theoretische Linienbreite entsprechend schmäler:

$$\delta\nu = 1{,}6 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

c) Gas-Laser

Wir rechnen mit einer Leistung von 0,5 mW/Mode $= 5 \cdot 10^{-4}$ W. Damit wird ($N_1 \approx 0$):

$$1-R\,V = 10^{-2}\cdot\frac{2\cdot 10^{-19}}{5\cdot 10^{-4}}\cdot\frac{1}{3{,}3\cdot 10^{-7}} = 1{,}2\cdot 10^{-9}$$

$$\delta\nu_c = 4{,}8\cdot 10^{5}\,\mathrm{s}^{-1}$$

$$\delta\nu = 5{,}8\cdot 10^{-4}\,\mathrm{s}^{-1}$$

$$(\nu-\nu_0)_{1/2} = 3{,}8\cdot 10^{4}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

Auch im Gas-Laser sollte bei einer Länge von 100 cm (Modenabstand 150 MHz) die gesamte Leistung in einem Mode konzentriert sein. Die theoretische Linienbreite ist wegen der geringen Leistung größer als im Festkörper-Laser. Aber auch der hier abgeschätzte Wert ist bereits so niedrig, daß er in der Praxis durch Instabilitäten des Resonators verbreitert ist. In sorgfältig stabilisierten He-Ne-Lasern wurden Linienbreiten von 1 Hz [1191] kurzzeitig festgestellt. Da bei He-Ne außerdem N_1 endlich ist, mit $\frac{N_2-N_1}{N_1}\approx 10^{-2}$, ist bei diesem Wert bereits der theoretische Wert nahezu erreicht [3135].

d) Halbleiter-Dioden-Laser

Mit $N_1 = 0$ und einer Ausgangsleistung von 0,1 W pro Mode ergibt sich

$$1-R\,V = 0{,}68\cdot\frac{2\cdot 10^{-19}}{10^{-1}}\,\frac{1}{4{,}4\cdot 10^{-12}} = 3{,}1\cdot 10^{-7}$$

$$\delta\nu_c = 1{,}1\cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$$

$$\delta\nu = 1{,}5\cdot 10^{5}\,\mathrm{s}^{-1}$$

$$(\nu-\nu_0)_{1/2} = 6{,}7\cdot 10^{9}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

Der Modenabstand beträgt bei 0,25 mm Resonatorlänge:

$$\Delta\nu_m = \frac{c}{L} = 1{,}66\cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

Im Vergleich zu den anderen Lasertypen ist der Halbleiter-Dioden-Laser am weitesten von der Grenze eines rauschfreien Oszillators entfernt. Trotzdem sollte wegen des großen Modenabstandes die gesamte Energie in einem Mode konzentriert sein. Die Linienbreite ist relativ groß. Sie ließe sich durch Verspiegeln des Resonators und vor allem durch Verwenden externer Spiegel mit größerem Abstand verringern. Der wesentliche Effekt wäre dabei die Verteilung der spontanen Emission auf eine größere Modenzahl, während die stimulierte Emission in einem Mode konzentriert bleibt; die Verspiegelung läßt außerdem $1-R\,V$ kleiner werden.

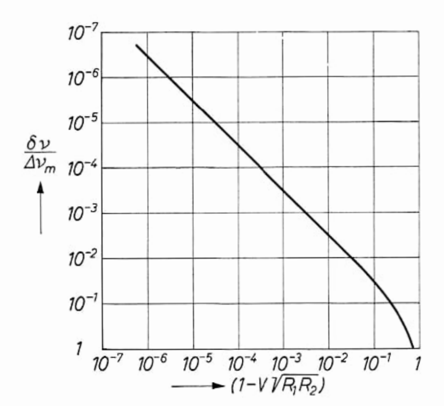


Bild 6—2 Abhängigkeit der Linienbreite einer Emissionsresonanz von der Ringverstärkung. Die Linienbreite ist auf den Abstand zweier Resonanzen $\Delta\nu_m$ normiert.

Wir wollen die Ergebnisse dieses Abschnittes noch etwas allgemeiner auswerten. In Bild (6—2) ist die Abhängigkeit der Linienbreite einer Resonanz $\delta\nu$ von der Sättigungsverstärkung aufgetragen (Gl. (5—57)), in Bild (6—3) der Verlauf der Leistung in einem Mode in der Linienmitte (Gl. (6—42)), in Bild (6—4) die Abhängigkeit der Modenumhüllenden (Gl. (6—43, 6—48)). Die Zusammenhänge lassen sich kurz folgendermaßen zusammenfassen: Mit wachsender Verstärkung steigt vom Wert $V = 1$ ab die Rauschleistung in allen Moden innerhalb der Linienbreite an. Dabei wird die Bandbreite jedes Mode zunehmend geringer. Der Anstieg und die Linienverschmälerung ist in der Linienmitte stärker als

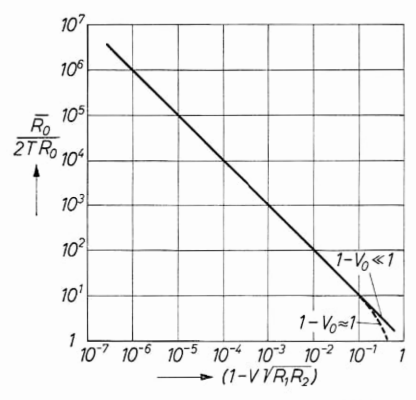


Bild 6—3 Abhängigkeit der Gesamtemission eines Mode von der Ringverstärkung. Die Werte sind auf $2TR_0$ normiert, die ohne Verstärkung an beiden Spiegeln in einem Mode austretende Rauschleistung.

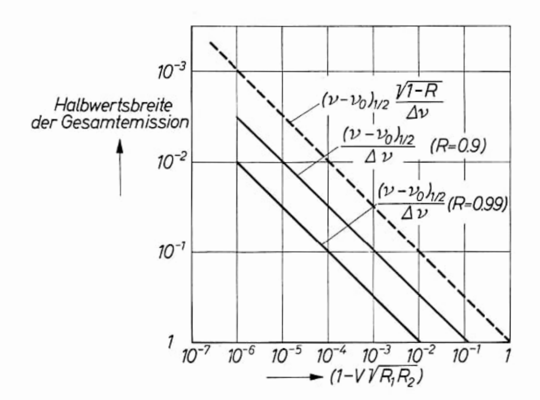


Bild 6—4 Halbwertsbreite der Umhüllenden aller Emissionsresonanzen in Abhängigkeit von der Verstärkung. Die gestrichelte Kurve zeigt die auf $\frac{1}{\sqrt{1-R}}$ normierten Werte. Die ausgezogenen Kurven zeigen den Verlauf für $R = 0{,}9$ und für $R = 0{,}99$. Die Breite der Umhüllenden ist bezogen auf die Linienbreite des Materials $\Delta\nu$.

am Linienrand. Die Umhüllende der Modenleistung wird schnell schmäler, wenn sich $1-R\,V$ der Eins nähert. Die überwiegende Leistung wird in immer weniger Moden nahe der Linienmitte konzentriert. Schließlich bleibt bei hoher Verstärkung nur ein Mode mit überwiegender Leistung in der Linienmitte übrig. Das Anwachsen der Modenleistung wird durch die Sättigung der Inversion gestoppt, als deren Folge der Faktor $1-R\,V$ auf den Wert der Sättigungsverstärkung begrenzt wird. Die Sättigungsverstärkung hängt im wesentlichen von der Leistung in dem der Linienmitte am nächsten liegenden Mode und damit bei gegebener Pumprate von der Zahl der Moden hoher Güte ab. Bei hoher Leistung pro Mode weicht der Faktor $1-R\,V$ nur sehr wenig von 1 ab; es existiert eine scharf definierte Schwelle der Inversion mit $V \approx 1/R$, bei der die Leistung plötzlich ansteigt. Andererseits sind Fälle möglich, bei denen eine große Zahl von Moden in der Linienmitte konzentriert ist, z. B. in geschlossenen Resonatoren. Hier kann bei hoher Gesamtleistung aller Moden die Leistung pro Mode relativ niedrig bleiben. Die Sättigungsverstärkung ist dann merklich geringer als $1/R$, es existiert keine scharf definierte Schwelle. Die Gesamtleistung aller Moden hoher Güte steigt mit $V > 1$ allmählich an. Es tritt keine Kondensation der Energie in einen Mode auf; die Linienbreite jedes Mode bleibt groß [2080].

Die Verstärkung pro Durchgang bleibt in jedem Fall kleiner als $1/R$, das heißt, daß die Inversion, unabhängig von der Ausgangsleistung,

einen durch die vereinfachte Schwellbedingung gegebenen Wert $(N_2-N_1)_{max}$ nicht übersteigen kann. Infolgedessen bleibt auch der Fluoreszenzverlust N_2/τ beschränkt. Sobald die Inversion sich dem Schwellwert nähert, geht die gesamte zusätzlich zugeführte Pumpenergie in die stimulierte Emission der bevorzugten Moden, während die spontane Emission sich einem Sättigungswert $\frac{N_2 \max}{\tau}$ nähert. Dieser Sachverhalt läßt sich experimentell prüfen, wenn man die seitlich aus einem Laser-Oszillator austretende Fluoreszenz beobachtet; besonders gut ist dieser Effekt bei Halbleiter-Lasern erkennbar.

Wir haben bei unseren letzten Rechnungen vereinfachend verlustfreie und gleichartige Spiegel angenommen. Bei unterschiedlichen Spiegelreflexionen ist einfach die mittlere Spiegelreflexion $R=(R_1 R_2)^{1/2}$ einzusetzen. Wichtig ist es, den Verlust der Spiegel zu berücksichtigen.

Aus den Betrachtungen folgt, daß der für das Verhalten des Oszillators wesentliche Parameter das Verhältnis von stimulierter zu spontaner Emission pro Mode im aktiven Material ist. Die Spiegelverluste sind dabei so zu berücksichtigen, daß in die Gleichungen für die Sättigungsverstärkung und für die Linienbreite die auf verlustfreie Spiegel reduzierte Rauschleistung eingesetzt wird. Bei einem Gas-Laser mit 1 mW Ausgangsleistung an beiden Ausgängen, für dessen Spiegel gilt: $R=0{,}99$, $T=0{,}001$, ist also umzurechnen:

$$\bar{R} = 1\,\mathrm{mW} \cdot \frac{(1-R)}{T} = 10\,\mathrm{mW}.$$

Die hier diskutierte Betrachtungsweise des Laseroszillators als eines resonanten, gesättigten Rauschverstärkers wurde von W. G. Wagner und G. Birnbaum [2518] und von E. J. Gordon [914] eingeführt. Sie hat den Vorteil, daß sie zwanglos die Abhängigkeit der spektralen Verteilung von der Leistung und von der Zahl der an der Schwingung beteiligten Moden, sowie die Sättigungsverstärkung und die Linienbreite liefert. Es handelt sich dabei um eine lineare Beschreibung des Lasers, so daß Wechselwirkungen zwischen den Moden und Nichtlinearitäten des Schwingverhaltens in dieser Theorie nicht erfaßt werden. Soweit diese durch einfache Bilanzgleichungen beschrieben werden können, wollen wir sie in Kap. 12 diskutieren. Auf andere nichtlineare Effekte gehen wir in Kapitel 7 qualitativ ein. Ansätze zu einer strengen Theorie siehe H. Haken [11, 995, 996, 997, 999] und die dort angegebenen Quellen.

Den für die Statistik des Laserlichtes wichtigen Begrenzungseffekt der Sättigung konnten wir ebenfalls im Rahmen der linearen Theorie nur qualitativ beschreibend einführen.

Wir haben bei unseren Betrachtungen die Oszillatorschwelle so definiert, daß sie das nichtlineare Ansteigen der Emission aller Moden eines Oszillators anzeigt. Bei dieser am Experiment ausgerichteten Definition wird die Schwelle zwangsläufig eine unscharf definierte Größe, wenn die Emission auf zahlreiche Moden verteilt bleibt.

Es sind andere Definitionen möglich, die sich an maßtechnisch weniger leicht zugänglichen Eigenschaften eines Mode ausrichten. So kann man als Schwelle den Punkt definieren, bei dem die Emission in einen Mode kondensiert, oder den Punkt, bei dem die Amplitude eines Mode beginnt, sich um einen konstanten Wert zu stabilisieren. In beiden Fällen kann man dann Oszillatoren unterscheiden, die sich unterhalb oder oberhalb der Schwelle befinden. Bei der von uns gewählten Definition ist die Schwellverstärkung eine von der Modenselektion abhängige Größe, die je nach der Modenselektion des Resonators im Bereich $1 < V < 1/R$ mehr oder weniger scharf definiert erscheint.

Aus den bisherigen Betrachtungen wird es verständlich, warum beim Erreichen der Schwelle Strahlung in gegebener Richtung in diskreten, aequidistanten Frequenzen emittiert wird. Es ist jedoch noch nicht zu ersehen, warum auch die Gesamtstrahlung auf diskrete Frequenzen und Richtungen beschränkt bleibt, da in einem unbegrenzten Fabry-Perot-Resonator Strahlung beliebiger Frequenz in entsprechenden Richtungen resonant sein kann $\left(\frac{\cos\Theta}{l\mu}\right)$. Dieser Effekt wird durch die Existenz von diskreten Eigenmoden in begrenzten, offenen Resonatoren bewirkt, deren Entstehung durch Beugung uns in Kap. 9 beschäftigen wird.

Literatur zu Kap. 6: [118, 299, 475, 550, 670, 710, 752, 901, 914, 920, 953, 958, 1011, 1041, 1187, 1190, 1287, 1547, 1549, 1566, 1571, 1572, 1579, 1745, 1943, 1976, 1982, 1983, 2009, 2030, 2080, 2225, 2269, 2309, 2310, 2371, 2517, 2518, 2519, 2527, 2541, 2707, 341, 519, 1175, 1414, 1735, 2953, 2067, 2224, 2321, 2459, 2572, 2573, 2574, 2730, 2731, 2733, 785, 998, 2838, 1547, 1653, 2944, 1847, 2347, 2473, 2498].

7. Effekte, die zu Multi-Mode-Oszillationen führen

Nach den Ergebnissen des vorigen Kapitels sollte in allen wichtigen Laser-Oszillator-Typen bei hoher Pumprate eine zunehmende Kondensation der stimulierten Emission in dem der Linienmitte am nächsten liegenden Mode stattfinden. In Wirklichkeit beobachtet man nur bei Halbleiter-Lasern, und zwar bevorzugt bei höherer Temperatur, einen solchen Verlauf. In Gas-Lasern und in Festkörper-Lasern ist der Prozeß gerade umgekehrt: Bei niedriger Pumprate nahe der Schwelle ist die Emission in einen oder in einige wenige Moden nahe der Linienmitte konzentriert. Mit wachsender Pumprate schwingen immer mehr Moden, bis schließlich Moden in der ganzen Linienbreite emittieren. Die Umhüllende der aktiven Moden wird im Gegensatz zu Gl. (6—48) mit wachsender Pumprate breiter statt schmaler. Es existieren Prozesse, die der Bevorzugung eines bestimmten Mode entgegenwirken. Wir können vorausnehmen, daß sie in gleicher Weise in allen wichtigen Resonatortypen auftreten und uns hier auf den übersichtlichen Fall des Fabry-Perot-Resonators beschränken.

7.1. Sättigung homogen und inhomogen verbreiterter Linien

Eine wichtige Ursache für Multimode-Oszillationen ist eine selektive Sättigung der Verstärkungslinie. Die Linienbreite eines Laserübergangs hat verschiedene Ursachen (s. Kap. 4). Durch die endliche Lebensdauer τ des angeregten Zustands hat jedes Atom eine natürliche Linienbreite $2\pi\Delta\nu = 1/\tau$. Sie beträgt z. B. für Rubin 50 s^{-1}, für Gas-Laser 10^7 s^{-1}, für Halbleiter-Laser 10^9 s^{-1}. Bei einer größeren Anzahl von Atomen ist in einem ideal einheitlichen Material die natürliche Linienbreite nur am absoluten Nullpunkt zu beobachten. Mit höherer Temperatur haben verschiedene Atome infolge ihrer thermischen Bewegung eine bei gegebener Richtung durch Dopplereffekt unterschiedliche Mittenfrequenz der natürlichen Linie: die Linie ist dopplerverbreitert (s. Bild (4—14)); man beobachtet makroskopisch die Umhüllende der Linien verschiedener Atome. Die Linienmitte wird von Atomen mit einem Impuls senkrecht zur Strahlung eingenommen. Im Laufe

der Zeit wechseln die Atome ihre thermische Energie, so daß sie durch die ganze Linienbreite hindurch gestimmt werden (Diffusion innerhalb der Linie). Je nach der Art der thermischen Prozesse ist diese Thermalisierung schneller oder langsamer. In Gasen entsteht sie durch Stöße der Gasatome, zwischen denen jeweils Zeiten in der Größenordnung von 10^{-7} bis 10^{-8} s liegen. In Kristallen führen Gitterschwingungen zum Ausgleich, deren akustische Geschwindigkeit Wechselwirkungszeiten von 10^{-13} s ergibt.

Wenn eine starke Signalwelle, deren Bandbreite wesentlich kleiner ist als die thermische Linienbreite des Materials, mit dem Material in Wechselwirkung tritt, dann stehen zunächst für den Prozeß nur die Atome zur Verfügung, die innerhalb ihrer natürlichen Linienbreite mit der Signalfrequenz zusammenfallen. Wenn der thermische Ausgleich schnell gegen die Wechselwirkungszeit ist, dann diffundieren andere Atome in den Frequenzbereich des Signals hinein. In diesem Fall nimmt bei einem absorbierenden Material die gesamte Besetzung des unteren Zustandes ab, die Linienform der Absorption bleibt gewahrt, während der Spitzenwert sinkt. Die Linie geht in ihrer ganzen Breite in Sättigung (Bild 7—1). Die Linie ist ,,homogen verbreitert''.

Bei einem langsamen thermischen Ausgleich stehen für kurze Wechselwirkungszeiten dagegen nur die Atome innerhalb der natürlichen Linienbreite zur Verfügung (Bild 4—14). Im Beispiel eines absorbierenden Materials wird dieser Bereich selektiv gesättigt, die Strahlung

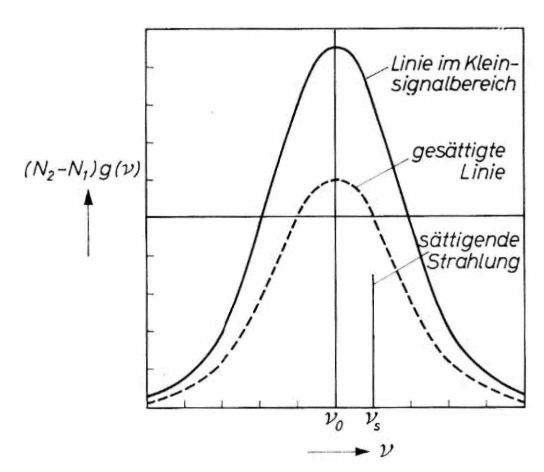


Bild 7—1 Gleichmäßige Sättigung einer homogen verbreiterten Linie durch ein monochromatisches Signal ν_s in einem Wanderfeldverstärker

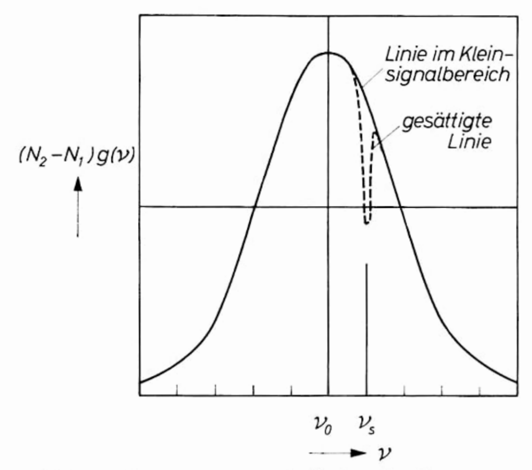


Bild 7—2 Selektive Sättigung einer inhomogen verbreiterten Linie durch ein monochromatisches Signal ν_S in einem Wanderfeldverstärker. Die Breite des Loches ist etwa gleich der natürlichen Linienbreite.

„frißt ein Loch" in die Linie (Bild 7—2). Man bezeichnet in diesem Fall die Linie als „inhomogen verbreitert".

Die Unterscheidung zwischen homogen und inhomogen verbreiterten Linien ist zunächst relativ; bei genügend kurzen Wechselwirkungszeiten tritt in jedem Material selektive Sättigung ein. In einem Verstärker ist die Wechselwirkungszeit gleich der Signalimpulslänge, wenn der Impuls kürzer ist als die Verstärkerlänge; im anderen Fall ist sie gleich der Laufzeit des Signals durch den Verstärker. Aus den realisierbaren Zeiten von etwa 10^{-10} s für kürzeste Lichtimpulse und $3 \cdot 10^{-9}$ s Laufzeit für einen 1 m langen Verstärker folgt jedoch, daß in Kristallen die Linien als thermisch homogen verbreitert, in Gasen als thermisch inhomogen verbreitert zu betrachten sind. Die Zeit, nach der eine gestörte Linie wieder thermisch verbreitert ist, ist in jedem Fall noch groß gegen die Wechselwirkungszeit.

In einem Laser-Oszillator ist die Wechselwirkungszeit gleich der Verweilzeit eines Quants t_c im Resonator, solange diese kurz ist gegen die spontane Lebensdauer. In Gasen ist die thermische Diffussion innerhalb der Linie zu langsam, um allen Atomen eine Teilnahme an der Oszillation eines bestimmten Mode zu ermöglichen. Der Mode sättigt die Linie selektiv bei seiner Resonanzfrequenz. Dabei entstehen im Gegensatz zum Verstärker zwei gleich weit von der Linienmitte entfernte Löcher, da die hin- und die herlaufende Welle jeweils für Atome mit entgegengesetzter thermischer Bewegungsrichtung die

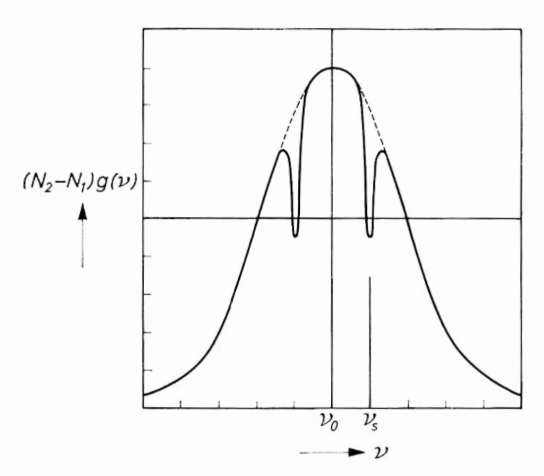


Bild 7—3 Selektive Sättigung einer inhomogen verbreiterten Linie durch die Frequenz ν_s eines Resonatormode in einem Laseroszillator. Die zwei Löcher entstehen dadurch, daß für die hin- und die herlaufende Welle im Resonator die passend dopplerverschobenen Atome entgegengesetzte Bewegungsrichtungen haben.

passende Dopplerfrequenz hat (Bild 7—3). Durch die selektive Sättigung steht einem gegebenen Mode nur ein Bruchteil der Inversion zur Verfügung; die Sättigungsbreite eines Mode ist etwa gleich der natürlichen Linienbreite. Wenn die thermische Diffusionszeit nicht klein ist gegen die spontane Lebensdauer, wie bei Gaslasern im sichtbaren Spektralbereich, dann geht die restliche Inversion durch spontane Emission verloren.

Nach Bild (7—3) wird die einem gegebenen Mode zur Verfügung stehende Inversion halbiert, wenn der Mode in der Linienmitte liegt, da dann nur noch Atome einer Bewegungsrichtung, nämlich mit verschwindender Impulskomponente in der Resonatorachse, wechselwirken können. In der Tat wird in Gas-Lasern mit Ein-Mode-Betrieb nach Bild (7—4) ein Abfallen der Ausgangsleistung beobachtet, wenn der schwingende Mode bei einer Variation der Resonatorlänge durch die Linienmitte hindurchgestimmt wird (Lamb-dip [1423]), [1554, 2586].

Eine weitere Art der inhomogenen Linienverbreiterung liegt dann vor, wenn verschiedene Atome sich in unterschiedlicher Umgebung befinden. Das ist z. B. in Festkörper-Lasern als Folge von Kristallfehlern der Fall. Sehr ausgeprägt ist diese Art der inhomogenen Linienverbreiterung in Glas-Lasern, da hier kein einheitliches Kristallgitter existiert. Die einzelnen aktiven Atome befinden sich in verschiedenartigen Mikrokristallfeldern.

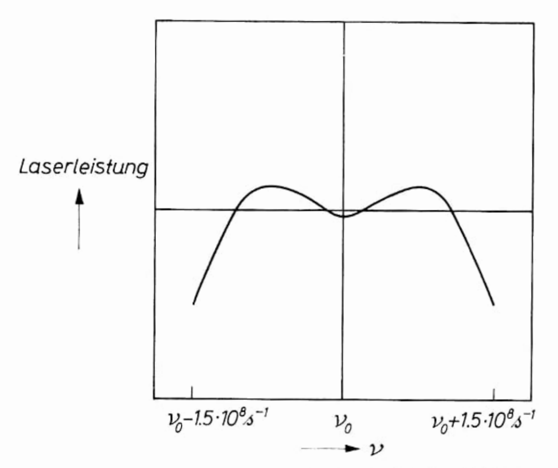


Bild 7—4 „Lamb-dip" in der Ausgangsleistung eines Ein-Moden He-Ne-Gaslasers bei $\lambda = 1{,}15\ \mu m$ (nach R. A. Mc FARLANE u. a. [1554]). Für die Beobachtung wurde isotopenreines Ne^{22} verwendet, da im natürlichen Isotopengemisch die Unsymmetrie der Linie das Minimum überdeckt. Zur Frequenzänderung wurde die Resonatorlänge gewobbelt.

Man kann eine inhomogene Linienverbreiterung unabsichtlich oder künstlich erzeugen, wenn das Material sich in inhomogenen elektrischen, magnetischen, thermischen oder elastischen Feldern befindet. In jedem Fall entstehen räumlich fixierte Atomgruppen, deren thermisch verbreiterte Linien sich nicht decken. Die Umhüllende aller Einzellinien ist die makroskopisch beobachtete Linienform.

Von den Festkörper-Lasern haben bei Zimmertemperatur die Gläser eine inhomogene Linienverbreiterung; die Linien der übrigen Materialien sind überwiegend homogen thermisch verbreitert.

7.2. Multimode-Oszillationen bei inhomogener Linienverbreiterung

Das Auftreten von Multimode-Schwingungen bei inhomogen verbreiterten Linien ist besonders im Beispiel des Helium-Neon-Lasers ausführlich untersucht worden [210, 213].

Bei niedriger Pumpanregung beobachtet man mit einer scharf ausgeprägten Schwelle das Auftreten einer einzigen Schwingungsform, deren Frequenz dem der Linienmitte am nächsten liegenden Mode hoher Güte des Resonators entspricht. Tatsächlich begann bereits unterhalb dieser Schwellanregung eine Erhöhung der Emission aller Moden

hoher Güte innerhalb der Linienbreite unter zunehmender Konzentration der Emission auf den Mode höchster Verstärkung. Dieser Vorgang ist bei den üblichen Experimenten nicht erkennbar; als Schwelle wird der Moment empfunden, in dem eine um viele Größenordnungen über dem spontanen Rauschen liegende Leistung, bereits auf einen Mode konzentriert, emittiert wird. Wegen des außerordentlich geringen Unterschieds der Sättigungsverstärkung vom Wert $1/R$ in Gaslasern hoher Modenselektion geschieht die Einengung des Spektrums auf einen Mode in einem sehr kleinen Anregungsintervall und wird im allgemeinen nicht erkannt.

Mit steigender Anregung wächst die Leistung des schwingenden Mode an. Bei einer zweiten Schwelle kommt nun jedoch ein weiterer Mode

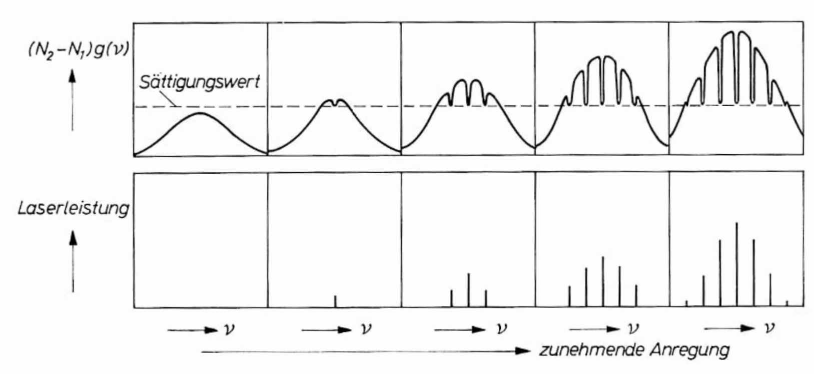


Bild 7—5 Entstehung von Multimode-Schwingungen in einem Laseroszillator durch selektive Sättigung einer inhomogen verbreiterten Linie. Die Breite der Löcher in der Linie bei den aktiven Resonanzen ist übertrieben groß gezeichnet. In typischen Fällen beträgt sie 5% der Linienbreite (He-Ne bei 0,6 μm).

hinzu. Der Vorgang ist nach Bild (7—5) zu verstehen: mit zunehmender Anregung wächst die Verstärkung auf der ganzen Linienbreite. In der Linienmitte wird zuerst die Schwellverstärkung angenähert. Es entsteht die bekannte Erhöhung der Emission aller Moden mit Einengung auf einen Mode in der Linienmitte. Dieser Mode sättigt die Verstärkungslinie selektiv auf den Sättigungswert ($\approx$ Schwellwert). Im ganzen übrigen Frequenzbereich kann die Verstärkung weiter wachsen, bis eine zweite Frequenz die Schwelle erreicht. Es entsteht erneut eine Einengung der Emission auf den der Spitze der übriggebliebenen Linie am nächsten liegenden Mode. Dieser Vorgang kann bei weiterer Steigerung der Anregung fortgesetzt werden, und es kommen immer mehr Moden zur Emission. Die Leistung eines Mode steigt wesentlich lang-

samer an als die ohne spektrale Auflösung beobachtete Gesamtleistung.

Wir wollen an dieser Stelle eine Erweiterung unseres bisherigen Bildes einfügen. Wir hatten weiter oben angenommen, daß jeweils die Modenfrequenzen des passiven Resonators zur Emission kommen. In Wirklichkeit hat im aktiven Resonator die Frequenzabhängigkeit der Linienform die Tendenz, die Emissionsfrequenz zur Linienmitte hin zu ziehen. Für die echte Emissionsfrequenz gilt etwa [210]:

$$\nu = \nu_c + (\nu_0 - \nu_c) \frac{\delta \nu_c}{\Delta \nu} . \qquad (7\text{—}1)$$

ν_c Frequenz der Resonanz

ν_0 Frequenz der Linienmitte

Dabei ist $\delta \nu_c$ die Linienbreite des Resonators, $\Delta \nu$ die Linienbreite des Materials. Wie man sieht, bestimmt das Glied mit der geringeren Linienbreite die Resonanz. Im allgemeinen ist sie ganz überwiegend durch den Resonator bestimmt, und die Linienform des Materials gibt nur eine kleine Korrektur. Dies wird merklich anders bei selektiver Sättigung. Hier ist die gesättigte Linienform maßgebend, deren steile Lochflanken zu einem erhöhten Ziehen der Resonanzfrequenz führen können. Da jeder Mode zwei Löcher in der Linie verursacht, kann dabei außer einem Zusammenrücken der Modenfrequenzen auch eine Vergrößerung des Modenabstandes auftreten. Insgesamt ist der Modenabstand also nicht genau gleich $c/2l$ und für die verschiedenen Moden etwas ungleichmäßig. Beim Auftreten eines neuen Mode können sich die Frequenzen der bereits schwingenden Moden geringfügig ändern [210].

Die selektive Sättigung der inhomogen verbreiterten Linie hat die Tendenz, bei hoher Anregung alle Moden innerhalb der Linie zur Emission zu bringen, so daß die Umhüllende des Spektrums sich allmählich wieder der Linienform der spontanen Emission nähert. Im typischen He-Ne Gas-Laser treten 10 bis 20 axiale Moden pro Meter Resonatorlänge bei hoher Anregung auf. Die auskoppelbare Leistung pro Mode beträgt typischerweise 0,1 bis 0,5 mW.

Bild (7—6a) zeigt das Spektrum eines He-Ne-Lasers bei unterschiedlicher Anregung und Abstimmung des Resonators. Für die Auflösung der Emissionslinien wurde von R. L. Fork, D. R. Herriott und H. Kogelnik [752] ein in seinem Plattenabstand wobbelbares Fabry-Perot-Interferometer mit gekrümmten Spiegeln (Connesches Interferometer [511]) verwendet.

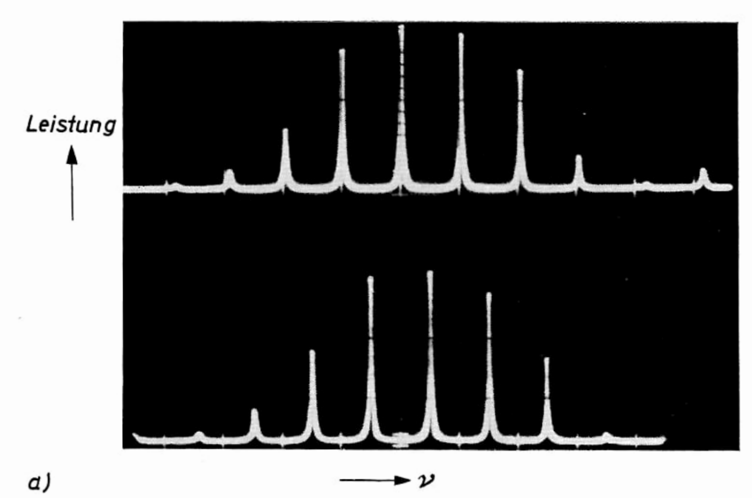


Bild 7—6 Spektrum eines He-Ne-Gaslasers (nach R. L. FORK u. a. [752])

a) Optisches Spektrum bei mittlerer Anregung. Auf den beiden Aufnahmen wurde die Länge des Laserresonators um $\lambda/4$ unterschiedlich gewählt. Die Emissionsfrequenzen sind daher auf dem unteren Bild um einen halben Modenabstand gegenüber der oberen Aufnahme verschoben.

Die Feinstruktur der Linien erkennt man besser mit einem Überlagerungsspektrometer, indem man in einem Photodetektor die Differenzfrequenzen der optischen Modenfrequenzen bildet und analysiert. Die Methode beruht darauf, daß der Photostrom I dem Quantenstrom und damit dem Amplitudenquadrat der Feldstärke proportional ist:

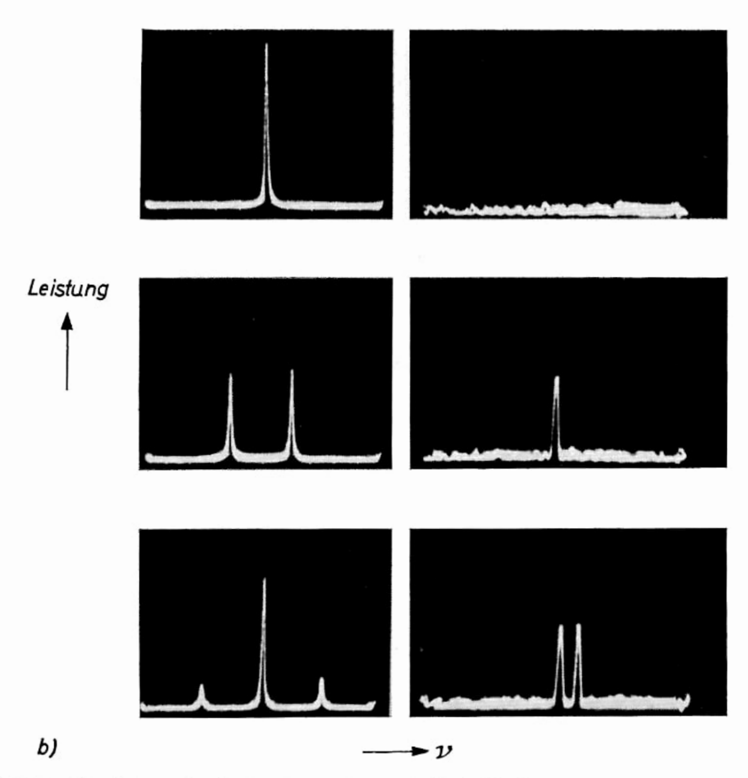
$$I = C\,q = C'\,E^2. \tag{7—2}$$

Enthält die Lichtwelle zwei kohärente Teilwellen unterschiedlicher Frequenz ν_1 und ν_2, dann gilt wegen der Additivität der interferierenden Amplituden

$$\begin{aligned} I &= C'\,(E_1 \cos 2\pi\nu_1 t + E_2 \cos 2\pi\nu_2 t)^2 \\ &= C'\,[(E_1{}^2 \cos^2 2\pi\nu_1 t + E_2{}^2 \cos^2 2\pi\nu_2 t) \\ &\quad + E_1 E_2 \cos 2\pi(\nu_1 + \nu_2)t \\ &\quad + E_1 E_2 \cos 2\pi(\nu_1 - \nu_2)t\,]. \end{aligned} \tag{7—3}$$

Wenn die Differenzfrequenz im Radio- oder Mikrowellengebiet liegt, dann kann durch die Messung des Mischproduktes auf die Abstände der Laserfrequenzen geschlossen werden.

Für Gaslaser ist $\nu_1 - \nu_2 = c/2l$ im Bereich 100 MHz und damit ohne großen Aufwand meßbar. Die Untersuchung der Mischfrequenzen bestätigt das Ziehen der Modenfrequenzen durch die Linienform [210].



b) linke Reihe Optisches Spektrum bei Anregung von 1,2,3 Moden.
rechte Reihe Überlagerungsspektrum.

Im Zwei-Moden-Betrieb erhalten wir eine Überlagerungslinie bei der Differenzfrequenz der Moden von 246 MHz. Im Drei-Moden-Betrieb sind die beiden Mischprodukte $\nu_2-\nu_1$ und $\nu_3-\nu_2$ durch eine unsymmetrische Lage der Resonanzen ν_1 und ν_3 zur Linienmitte etwas unterschiedlich, so daß sich eine um 20 kHz aufgespaltene, doppelte Überlagerungslinie ergibt.

Eine Analyse der Überlagerungslinie läßt Rückschlüsse auf die optische Linienform zu; allerdings mittelt man dabei über alle Moden.

Da die Inversion zwischen den selektiv gesättigten Bereichen durch spontane Emission verlorengeht, kann die Gesamtemission erhöht werden, wenn der Modenabstand verkleinert wird, bis die Löcher ineinander übergehen $\Delta \nu_m \approx \Delta \nu_\tau$; dies ist durch Vergrößerung des Spiegelabstandes möglich. Die Leistung pro Mode bleibt dabei annähernd konstant.

In Gläsern wurde die Koexistenz vieler Moden eingehend untersucht [2283]. Bild (7—7) zeigt das mit einem normalen Spektrographen aufgenommene Emissionsspektrum eines Neodymglas-Lasers. Mit

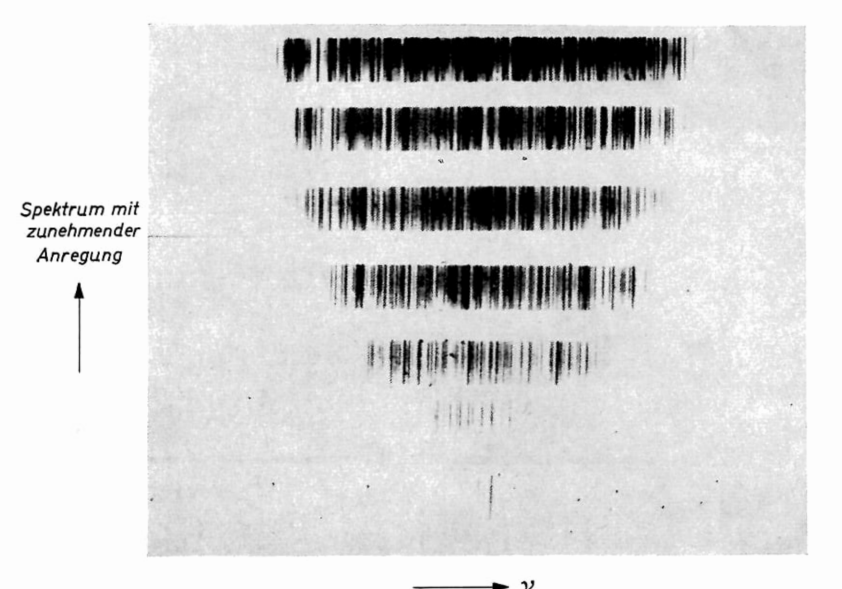


Bild 7—7 Spektrum eines Neodymglaslasers bei wachsender Anregung (nach R. D. MAURER [1674]). Auffallend ist im Vergleich zu Kristall- und Gaslasern, daß nicht alle axialen Moden auftreten.

wachsender Anregung erstreckt es sich bald über einen Bereich von 300 Å, so daß Gläser als monochromatische Laser weniger in Frage kommen. Es treten nicht alle Moden innerhalb der Linienbreite auf, sondern die Frequenzen sind an bestimmten Stellen gehäuft — ein Hinweis darauf, daß Gruppen von Atomen in definierter Umgebung existieren. Die genauen Verhältnisse sind für verschiedene Glasarten und Glasschmelzen unterschiedlich.

7.3. Räumlich konzentrierter Inversionsabbau bei homogen verbreiterter Linie

Bei homogener Linienverbreiterung tritt keine spektral selektive Sättigung der Verstärkungslinie eines Wanderfeld-Laser-Verstärkers auf. Trotzdem beobachtet man ganz analog zum Gas-Laser auch bei optisch gepumpten Festkörper-Lasern Multimode-Anregung. Dieser Befund wurde erst relativ spät, insbesondere durch die Arbeiten von C. L. TANG, H. STATZ, G. DE MARS und anderen, verständlich [740, 999, 2421].

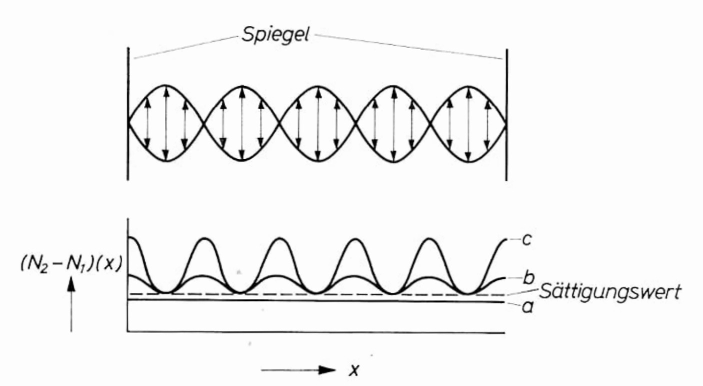


Bild 7—8 Räumlich periodischer Inversionsabbau durch einen Mode in einem Kristallaser. Der Mode bildet eine stehende Welle. a, b, c zeigen schematisch Verteilungen der Inversion bei wachsender Anregung; bei a ist die Inversion unterhalb des Schwellwerts. Gestrichelt ist der Sättigungswert in den Wellenbäuchen eingezeichnet.

Nach Bild (7—8) bilden die Moden eines optischen Resonators stehende Wellen mit Nullstellen an den Grenzflächen. Die stimulierte Emission ist proportional zur Energiedichte der Strahlung; sie hat also ein Maximum in den Bäuchen der stehenden Wellen und verschwindet in den Nullstellen. Die Existenz eines bestimmten Mode führt zu einem räumlich periodischen Abbau der Inversion auf den Sättigungswert, während in einer anderen räumlich periodischen Verteilung die Inversion weiter anwachsen kann. Ein Austausch der Inversion zwischen beiden Bereichen wäre durch Kreuzrelaxation möglich: Ein Atom geht in den energetisch tieferen Zustand über, ein anderes wird angeregt. Die Kreuzrelaxationszeiten sind jedoch so groß, daß für den Fall des Laser-Oszillators mit dielektrischen Materialien die Inversion räumlich fixiert bleibt.

Damit werden bei einer Erhöhung der Anregung weitere Moden schwingungsfähig, deren Wellenbäuche teilweise mit Knoten des ersten Mode zusammenfallen. Wir können uns diesen Prozeß spektral ähnlich veranschaulichen wie in Bild (7—5); nur müssen wir jetzt eine Verstärkungslinie einführen, wie sie charakteristisch ist für einen Resonatorverstärker bzw. bequemer für deren Umhüllende. Bild (7—9) zeigt, wie der erste schwingende Mode in der Nähe der Linienmitte die Verstärkung sättigt. Die Verstärkung für die übrigen Moden kann anwachsen, bis sie die Schwelle erreichen und ebenfalls die Verstärkung sättigen. Die genauen Zusammenhänge sind hier komplizierter als in Bild (7—5), da die Sättigung eines Mode Inversion vernichtet, die ohne Auftreten dieses Mode anderen Moden zur Verfügung gestanden hätte.

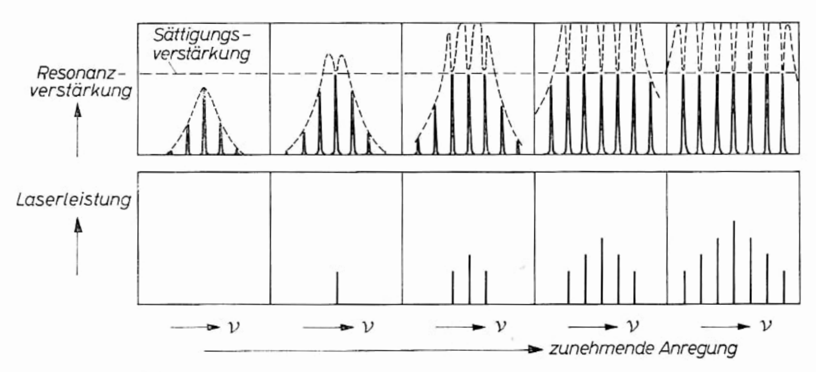


Bild 7—9 Entstehung von Multimode-Schwingungen in einem Laser-Oszillator durch selektive Sättigung der Verstärkung einzelner Resonanzen bei räumlich fixierter Inversion. Die Umhüllende der Resonanzverstärkung ist gestrichelt eingezeichnet.

Insgesamt ergibt sich jedoch für das Spektrum eine ähnliche Tendenz wie bei der spektral selektiven Sättigung inhomogen verbreiterter Linien. Bild (7—10) zeigt nach [2421] die Abhängigkeit der Zahl der schwingenden Moden in einem Festkörper-Laser von der Pumpanregung. Je dichter die Modenfrequenzen liegen, je größer also der Spiegelabstand ist, um so höher wird bei gleicher Anregung die Zahl der gleichzeitig schwingenden Moden.

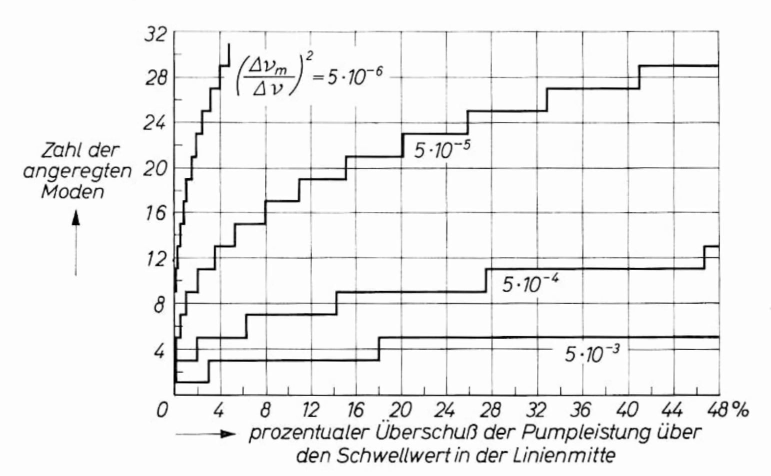


Bild 7—10 Zahl der aktiven Moden in einem Kristall-Laser mit zunehmender Anregung. Die Kurven geben Werte an, die rechnerisch aus dem räumlich konzentrierten Inversionsabbau abgeleitet wurden (nach C. L. TANG u. a. [2421]). Bei einem Rubinlaser (300 °K) mit 20 cm Resonatorlänge ist $(\Delta\nu_m/\Delta\nu)^2 \approx 5\cdot10^{-6}$. Bereits 5% oberhalb der Schwelle ist also mit der Anregung von über 30 Moden zu rechnen.

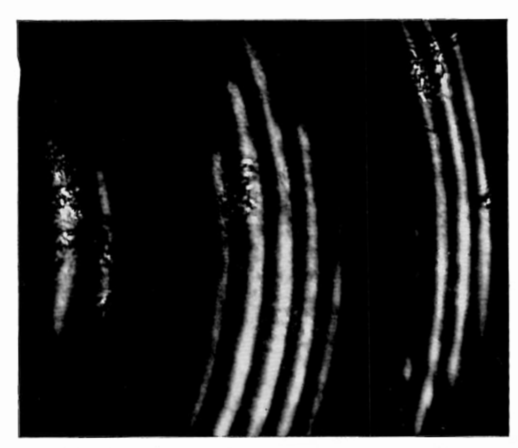


Bild 7—11 Spektrum eines 2 cm langen ebenen Rubinlasers bei 20 °C. Die Pumpenergie liegt knapp über der Schwellenergie. Es sind 5 axiale Moden angeregt. Die Breite der Linien ist durch thermische Effekte beschränkt. Die Struktur in den Linien entspricht der Fernfeldstruktur des Laserstrahls. Es sind Ausschnitte aus drei Ordnungen der Fabry-Perot-Ringe erkennbar. Der Modenabstand beträgt 4,2 GHz.

Experimentell ergibt sich für Rubin bei 20 °C folgender Verlauf: Bereits an der Schwelle beobachtet man mit dem Fabry-Perot-Inferometer mehrere (drei bis vier) Moden, auch wenn in der zeitlichen Emission nur ein Relaxationsimpuls oder eine regelmäßige Impulsfolge auftritt (Bild 7—10). Mit wachsender Pumpleistung steigt die Modenzahl allmählich an und überdeckt bei doppelter Schwellenergie typischerweise einen Frequenzbereich von 60 GHz ($\approx$ ein Viertel der Linienbreite). Bei sehr hoher Anregung, z. B. im Riesenimpuls-Betrieb mit Kerrzelle 1543, emittieren Moden in der ganzen Linienbreite. Für Laser mit verschiedener Länge zwischen 1 und 7 cm ist der gesamte von aktiven Moden eingenommene Spektralbereich bei gleicher Anregung konstant. Er wird etwas kleiner bei Anwendung äußerer Spiegel. Normalerweise treten alle Moden des Resonators in dichter Aufeinanderfolge auf.

Der räumlich konzentrierte Inversionsabbau führt in höchst unerwünschter Weise auch bei homogener Linienverbreiterung zu Multimode-Schwingungen. Im Gegensatz zur selektiven Sättigung bei Gas-Lasern kann aber bereits mit einer geringen Anzahl von Moden die gesamte Inversion verbraucht werden, da jedes Atom hier für die Frequenz mehrerer Moden emissionsfähig ist. Ein-Mode-Betrieb bei hoher Anregung ist dagegen sehr erschwert, da die räumlich fixierte unverbrauchte Inversion nahezu unbegrenzt anwachsen kann.

Jeder neu hinzukommende Mode zehrt bei homogen verbreiterter Linie auch an Inversionsbereichen, die vorher allein den früher vorhandenen Moden zur Verfügung standen. Die Leistung eines bestimmten Mode steigt daher bei Festkörper-Lasern oberhalb der Schwelle nur sehr langsam an im Vergleich zum Anstieg der Gesamtemission. Für die Beurteilung der Leistung eines Festkörper-Lasers ist die Kenntnis der emittierenden Modenzahl von großer Bedeutung. Die mittlere Leistung pro Mode ist bei einfachen Rubin-Lasern auch bei einer Gesamtleistung von 10 kW selten höher als einige Watt.

Der Einfluß räumlich konzentrierten Inversionsabbaus ist in Gas-Lasern vernachlässigbar, da eine schnelle räumliche Diffusion der Inversionsträger stattfindet.

Wir werden in Kapitel 10 untersuchen, wie die Tendenz zur Multimode-Funktion durch eine erhöhte Modenselektion bekämpft werden kann.

7.4. Effekte bei Halbleiter-Lasern

Bei Halbleiter-Lasern wäre zunächst anzunehmen, daß eine inhomogene Linienverbreiterung vorliegt: Im Halbleiter muß bei der Emission eines Quants das Impulsmoment von Quant und Kristall gewahrt bleiben. Damit wäre es möglich, selektiv Elektronen-Lochpaare bei einem gegebenen Kristall-Impulsmoment zu sättigen [2338]. Die üblichen Halbleiter-Laser sind jedoch so stark dotiert, daß diese Auswahlregel im allgemeinen nicht erfüllt sein muß: Die Linien von Laser-Halbleitern sind als homogen verbreitert anzusehen; es ist nicht möglich, sie spektral selektiv zu sättigen.

Die Inversionsträger (Elektronen und Löcher) sind im Halbleiter frei beweglich. Bei einem angenommenen räumlich konzentrierten Inversionsabbau eines Mode tritt eine Diffusion der unverbrauchten Inversion in den von dem betrachteten Mode ausgefüllten Bereich ein. Ob es zu Multimode-Anregung kommt, hängt von der Diffusionsgeschwindigkeit der Inversionsträger ab.

Die Beweglichkeit ist stark temperaturabhängig. Wie Abschätzungen [2338] zeigen, tritt bei Heliumtemperatur als Folge räumlich konzentrierten Inversionsabbaus schon nahe der Schwelle für den Mode höchster Verstärkung Multimode-Funktion auf. Bereits bei Stickstofftemperatur ist bis weit oberhalb der Schwelle nur ein Mode existenzfähig.

Bild (7–12) zeigt dies am Beispiel eines GaAs-Dioden-Lasers [79]. Es zeigt das Spektrum für verschiedene Anregungsströme. Wegen des

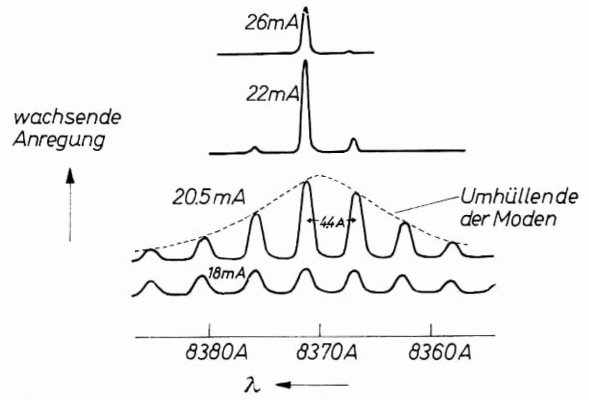


Bild 7—12 Emissionsspektrum eines kontinuierlichen GaAs-Diodenlasers bei 10° K (nach J. A. ARMSTRONG u. a. [79]). Die Breite der Resonanzen auf dem Bild ist durch die Auflösung des Monochromators beschränkt. Eine so einfache Modenstruktur wird nur bei ausgesuchten Dioden beobachtet. In vielen Fällen beobachtet man, insbesondere für Heliumtemperatur, wie in Kristall-Lasern eine Zunahme der Modenzahl mit wachsender Anregung. Der Amplitudenmaßstab ist auf den einzelnen Aufnahmen unterschiedlich.

großen Modenabstandes als Folge der geringen Resonatorlänge sind die einzelnen Resonanzfrequenzen hier mit einem einfachen Monochromator optisch auflösbar. Die Aufnahmen bestätigen den Anstieg aller Moden und die zunehmende Kondensation in den der Linienmitte am nächsten liegenden Mode mit wachsender Verstärkung. Wegen des hier kleinen Verhältnisses der stimulierten Emission pro Mode zur spontanen Emission pro Mode bleibt die Sättigungsverstärkung $R\,V$ merklich kleiner als Eins, und der Vorgang ist gut beobachtbar; die Schwelle ist nur ungenau definiert.

Wenn es in Zukunft möglich sein wird, Halbleiter-Laser bei Zimmertemperatur im Dauerbetrieb anzuregen, dann ist damit zu rechnen, daß auch bei hoher Leistung nur ein einziger axialer Mode emittiert.

Die schnelle räumliche Diffusion der Inversionsträger bei homogener Linienverbreiterung gibt den Halbleitern unter allen Lasermaterialien eine ausgezeichnete Stellung. Hier ist es am ehesten grundsätzlich ohne besonderen Aufwand möglich, hohe Leistungen in einem Mode zu erzeugen. Bereits heute, bei einer im Vergleich zu anderen Lasertypen noch unvollständigen Technik, ist die kontinuierliche Leistung pro Mode im Ein-Mode-Betrieb größer als bei anderen Lasern und vergleichbar mit der von gepulsten Rubin-Lasern im Multimode-Betrieb erreichten Leistung pro Mode.

Literatur zu Kap. 7: [11, 213, 219, 607, 608, 704, 999, 1000, 1182, 1328, 1423, 1554, 1867, 2065, 2283, 2330, 2333, 2336, 2338, 2421, 2586, 2885].

8. Optische Resonatoren — modenselektive Effekte erster Ordnung

8.1. Offene und geschlossene Resonatoren

Wir wollen nunmehr die Eigenschaften optischer Resonatoren genauer untersuchen. Bei unseren bisherigen Überlegungen hatten wir stillschweigend angenommen, daß der ebene Fabry-Perot-Resonator unendlich weit ausgedehnt ist und von einer im Querschnitt nicht beschränkten, ebenen Welle durchsetzt wird. In einem solchen idealisierten Laser-Oszillator würden zuerst solche Moden hoch verstärkt werden, die Reflexionen an den verlustbehafteten Endspiegeln vermeiden; die Inversion würde durch Superstrahlung senkrecht zur Resonatorachse abgebaut werden, bevor Wellen mit einem Reflexionswinkel $\Theta < 90°$ merklich anwachsen können.

In Wirklichkeit ist der Resonator seitlich begrenzt, und zwar kann er mit reflektierenden Flächen abgeschlossen sein (geschlossener Resonator) oder mit nichtreflektierenden, durchlässigen oder diffus reflektierenden Wänden (offener Resonator). Bei Festkörpern mit polierten Mantelflächen tritt für Wellen, die die Seitenwände flacher als unter dem Grenzwinkel treffen, Totalreflexion auf. Wir haben dann einen teilweise geschlossenen Resonator.

8.2. Wanderungs-Verluste; offener Resonator

In einem offenen Resonator können sich Wellen mit beliebigem Reflexionswinkel fortpflanzen, wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist

$$\frac{\mu l}{\cos\Theta} = k\frac{\lambda}{2} \qquad k = 1, 2, 3 \ldots \tag{8–1}$$

Für geeignete Winkel sind damit alle Frequenzen innerhalb der Linienbreite verstärkungsfähig. Nun erleiden Wellen, die nicht senkrecht auf die Spiegel auftreffen ($\Theta \neq 0$) einen Wanderungs-Verlust, weil sie seitlich aus dem Resonator herauslaufen („walk-off"). Bei einem recht-

eckigen Resonator von der Breite 2a beträgt der Verlust pro Durchgang (Bild 8—1)

$$W = \frac{l}{2a} \operatorname{tg} \Theta \approx \frac{l}{2a} \Theta . \tag{8—2}$$

Gleichzeitig ist die Verstärkung pro Durchgang gegenüber dem senkrechten Auffall um einen Faktor $\frac{1}{\cos \Theta} \approx 1 + \Theta^2$ erhöht. Der lineare Anstieg des Wanderungs-Verlustes mit wachsender Reflexion ist größer als die quadratische Erhöhung der Verstärkung ($\Theta \ll 1$). Daher

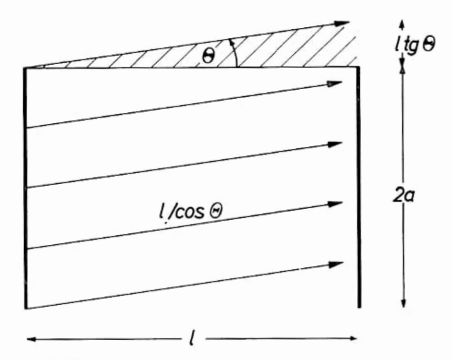


Bild 8—1 Wanderungsverlust schräglaufender Wellen in einem offenen Resonator. Die in dem schraffierten Bereich laufenden Strahlen gehen in erster Näherung verloren.

ist der Anstieg der Leistung schräglaufender Wellen im offenen Resonator mit $a/l \ll 1$ stets verschwindend klein gegen den der stehenden Wellen. Die weitaus überwiegende Emission entsteht in erster Näherung in stehenden Wellen mit $\Theta = 0$ und damit in diskreten Frequenzen. Schräglaufende Wellen als aktive Moden (Wanderwellen-Moden) könnten mit beliebigen Frequenzen existieren; wegen der beschriebenen Wanderungs-Verluste treten sie im offenen Fabry-Perot-Resonator nicht auf. Die Eigenfrequenzen bilden nach Bild (8—2) ein Spektrum äquidistanter Linien.

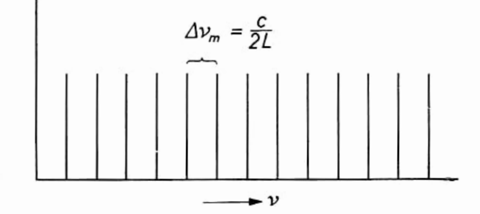


Bild 8—2 Spektrum der Eigenfrequenzen eines ebenen Resonator-Oszillators. In erster Näherung sind nur ebene Wellen mit $\theta = 0$ existenzfähig.

Bei Rubin und auch bei anderen Festkörpern beobachtet man im Fernfeld von Fabry-Perot-Lasern neben dem den aktiven Moden entsprechenden Zentralfleck zahlreiche diskrete konzentrische Ringe (Bild 8—3). Die Ringe entsprechen Wanderwellen-Moden des Fabry-Perot-Verstärkers. Sie entstehen dadurch, daß aus den aktiven Moden

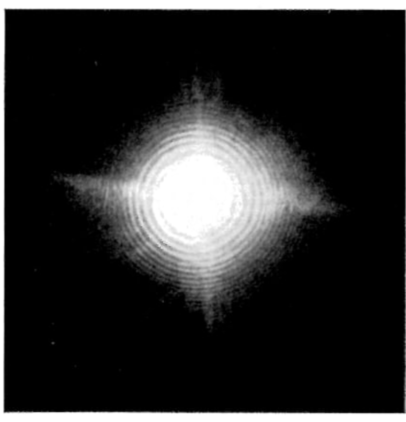


Bild 8—3 Fabry-Perot-Ringe des verstärkten Streulichts eines ebenen Rubinlasers (nach D. F. NELSON u. a. [1809]). Die Aufnahme ist typisch für einen 0°-Rubin guter Kristallhomogenität.

durch Streuung Licht in andere Richtungen abgelenkt wird; wenn der Streuwinkel Θ die Frequenzbedingung Gl. (8—1) erfüllt, mit λ als Wellenlänge der schwingenden Moden, dann wird das gestreute Licht verstärkt und läuft unter Vielfachreflexion zur Wand (Bild 8—4). Die austretende Strahlung entspricht den Ordnungen des Fabry-Perot-

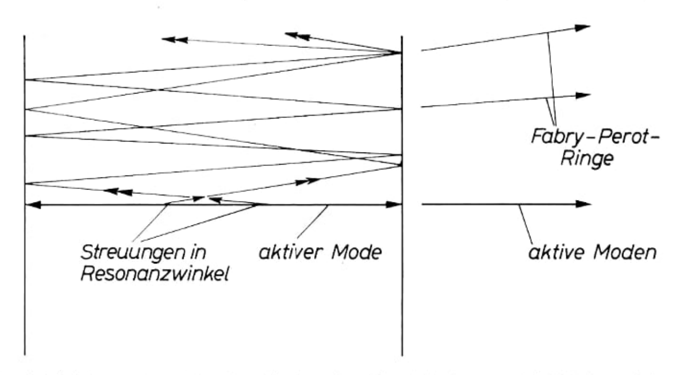


Bild 8—4 Entstehung der Fabry-Perot-Ringe im Fernfeld ebener Kristall-Laser. Eine (durch Doppelpfeile angedeutete) Verstärkung des aus dem aktiven Mode gestreuten Lichts tritt nur für diskrete Resonanz-Streuwinkel auf.

Verstärkers für das Streulicht seiner Eigenmoden. Die Ringe entstehen also nicht, wie vielfach angenommen, durch Beugung der Moden an der Begrenzung von fadenförmigen aktiven Bereichen (filaments).

In langen Resonatoren liegen die Maxima der gestreuten Strahlung eng beieinander und täuschen bei visueller Betrachtung einen großen Öffnungswinkel der aktiven Moden vor. Die gesamte in den Ringen enthaltene Leistung kann bei Rubin-Lasern wegen der hohen inneren Streuung größer sein als die ausgekoppelte Leistung der aktiven Eigenmoden. Die Verstärkung des Streulichts führt zu einem unerwünschten Abbau der Inversion im Lasermaterial. Dies kann durch modenselektive Mittel verhindert werden (s. Kap. 10).

8.3. Laser-Oszillatoren mit geschlossenen Resonatoren

In geschlossenen Resonatoren, z. B. in einem allseitig verspiegelten Rubin-Quader, interferieren die von den Seitenwänden reflektierten Wellen miteinander. Eine hohe Verstärkung tritt in Analogie zur Rechnung beim unendlich ausgedehnten Fabry-Perot-Resonator nur auf, wenn die Lichtbahnen geschlossene Umläufe darstellen, bei denen der gesamte Lichtweg ein Vielfaches der Wellenlänge ist. Aus dieser Grenzbedingung folgt, daß im geschlossenen Resonator diskrete Eigenmoden mit diskreten Frequenzen auftreten. Ihre Zahl ist im Volumen v gleich $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}\,\Delta\,\nu\,v$ (s. Kap. 2 und 9).

Von allen in Frage kommenden Moden werden diejenigen der Linienmitte benachbarten den stärksten Leistungsanstieg haben, bei denen der mittlere Laufweg zwischen verlustbehafteten Reflexionen am größten ist. Wenn die Verluste für die Moden vergleichbar groß sind, dann steigt die Leistung aller Moden ziemlich gleichmäßig an und kondensiert nur langsam in die der Linienmitte benachbarten Moden. Dies ist z. B. der Fall bei Festkörpermaterialien mit polierten Oberflächen, die für einen Großteil aller Moden teilweise geschlossene Resonatoren unter Totalreflexion darstellen (whispering modes).

Solche leicht herzustellende Resonatoren sind polierte Kugeln [837], Ringe [2080, 2528], Quader und Vielecke aus Rubin oder Neodym-Glas. In den Festkörpermaterialien sind die inneren Verluste durch Streuung und Kristallfehler viel größer als die Totalreflexionsverluste, so daß außer der Frequenzabhängigkeit der Verstärkung $g\,(\nu)$ kein modenselektiver Prozeß existiert. Insbesondere entsteht also keine ge-

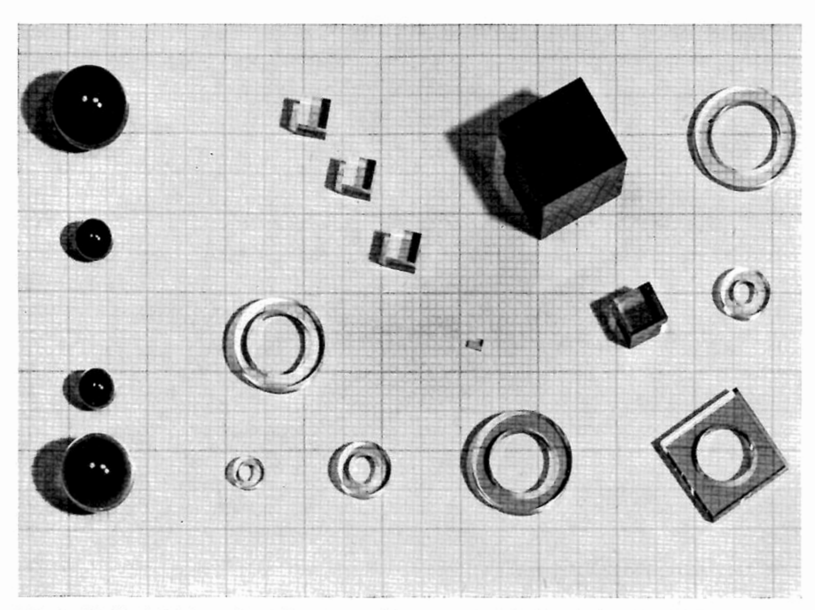


Bild 8—5 Totalreflektierende, teilweise geschlossene Laserresonatoren — Kugeln, Ringe und Quader aus Rubinen verschiedener Dotierung zwischen 0,005% und 0,035% Cr^{3+} und aus Neodymglas LG 2. Rechts unten liegt ein aus einem Quader abgeleiteter Resonator relativ hoher Modenselektion. In der Bildmitte ist ein Quaderlaser mit 1 mm Resonatorlänge aufgestellt. Die Schwelle dieser Laser wird dadurch bestimmt, daß in einem großen Querschnitt gleichmäßige Inversion benötigt wird, und liegt daher höher als bei Stablasern, in denen die Zylinderlinsenwirkung der Mantelfläche zu einer erhöhten Beleuchtung der Stabachse ausgenutzt wird. Typische Schwellwerte für Rubine (Pumplampe FX—42) 130—300 Ws, für Neodymglasringe 15—40 Ws.

richtete Strahlung in definierte geometrische Moden. Bild (8—5) zeigt einige totalreflektierende Laser-Oszillatoren.

In geschlossenen Resonatoren bleibt wegen der fehlenden Modenselektion die Quantenzahl pro Mode klein; die Linienbreite eines Mode ist daher relativ groß und bleibt vergleichbar mit der des passiven Resonators. Bei der geringen Güte von passiven Festkörper-Resonatoren bedeutet dies, daß das Spektrum geschlossener Laserresonatoren über ein breites Band in der Linienmitte kontinuierlich ist. Es sind keine diskreten Frequenzen einzelner Moden auflösbar. Sobald, z. B. durch eine ungleichmäßige Reflexion der Oberflächen, der Resonator „offen“ wird, also für die Mehrzahl der Moden Verluste erhält, die vergleichbar oder größer als die allen Moden gemeinsamen Verluste sind, steigt die Quantenzahl in den bevorzugten Moden stark an. Die Strahlung ist in verschiedene Richtungen gebündelt; im Emissionsspektrum erscheinen diskrete Linien, die den bevorzugten Moden angehören. Eine solche

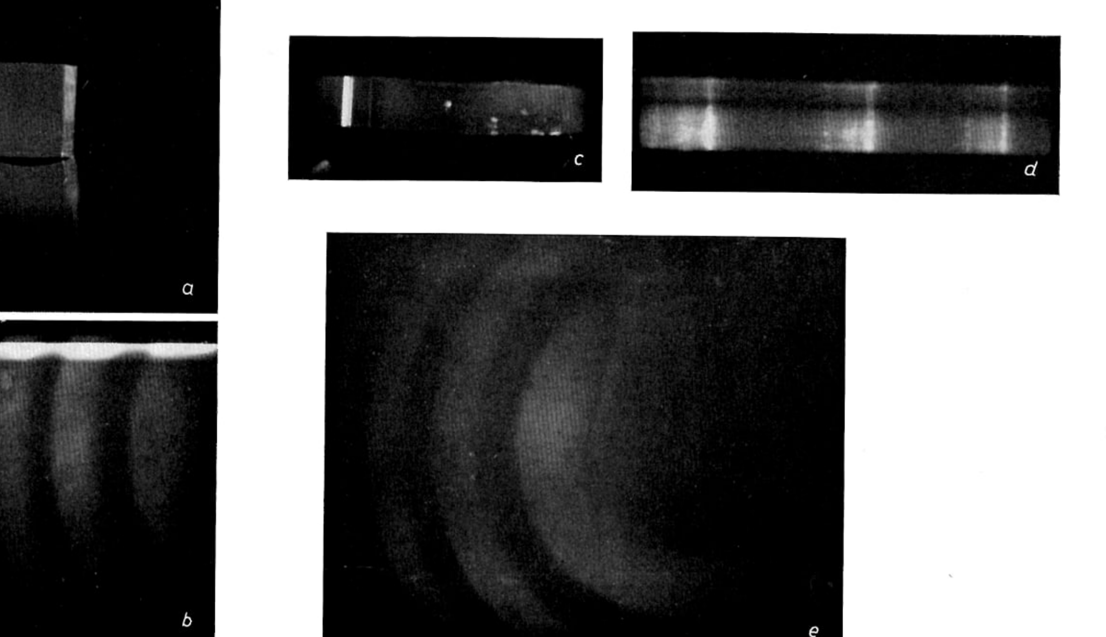


Bild 8—6 Richtwirkung und Spektrum geschlossener Resonatoren

a) Nahfeldaufnahme eines Rubinwürfels bei dreifacher Schwellenergie. Die tangentiale Abstrahlung der Oberflächenwelle ist deutlich zu sehen (die gekrümmten Linien darunter sind Reflexe in dem elliptischen Pumpspiegel (Kap. 14).
b) Kontinuierliches Spektrum eines ungestörten Rubinwürfels (Fabry-Perot-Aufnahmen b), d), e) mit 2 mm-Etalon)
c) Nahfeldaufnahme eines Rubinrings mit erhöhter Abstrahlung an der modenselektiven Kerbe
d) Spektrum eines Rings mit Kerbe. Es sind zwei scharfe Linien in jedem Dispersionsbereich erkennbar.
e) Kontinuierliches Spektrum eines ungestörten Rubinrings

Selektion ist bei totalreflektierenden Resonatoren durch teilweises Aufrauhen der Oberflächen [2081] möglich, bei allseitig verspiegelten Resonatoren durch teilweise Beseitigung der Verspiegelung [491, 492]. Bild (8—6) zeigt dies an der Richtwirkung und am Spektrum eines modenselektiven Torus-Lasers und am Spektrum eines Kubus-Lasers. Bild (8—7) zeigt Torus-Laser unterschiedlicher Modenselektion.

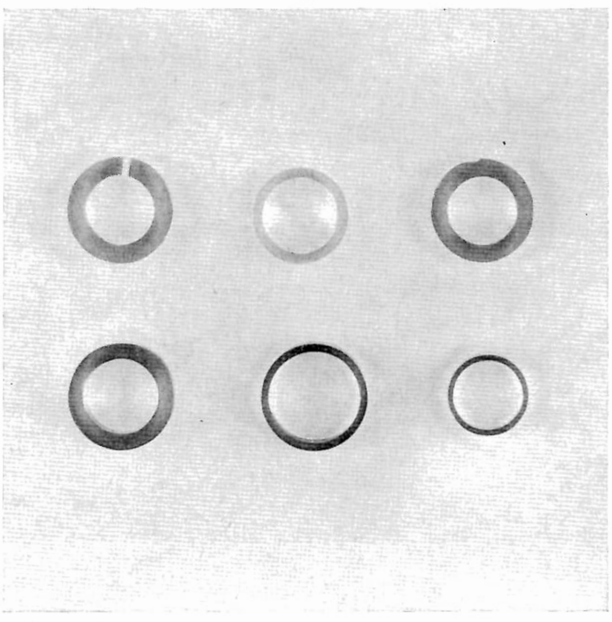


Bild 8—7 Rubin-Toruslaser verschiedener Modenselektion. In der unteren Reihe wird eine erhöhte Modenselektion durch verringerte Dicke erreicht. Minimale Selektion herrscht für $r_a > r_i \cdot \mu$. In der oberen Reihe sind zwei Ringe von 0,006% Cr^{3+} und 0,035% Cr^{3+} mit modenselektiven Kerben zu sehen (s. Bild 6 c, d). Ein Schlitz wirkt für alle Moden etwa gleich dämpfend. Der geschlitzte Ring hat daher keine erhöhte Modenselektion. Außer im Spektrum und in der Richtwirkung ist die Wirkung der Modenselektion besonders im Relaxationsverhalten bemerkbar (s. Kap. 12). Eine starke Selektion bringt ein Aufrauhen der begrenzenden, ebenen Flächen.

Geschlossene Resonatoren führen wegen der fehlenden Modenselektion zu einer geringen Quantenzahl pro Mode. Wir haben gesehen, daß für die Qualität der Laserstrahlung das Verhältnis der Quantenzahl pro Mode zur spontanen Emission pro Mode charakteristisch ist. Laser-Oszillatoren mit geschlossenen Resonatoren sind also qualitativ minderwertig. Sie haben einige Eigenschaften, die ihre Verwendung in einzelnen Fällen vorteilhaft erscheinen lassen. Totalreflektierende Resonatoren können eine hohe Resonatorgüte als Folge der geringen

Totalreflexionsverluste erreichen; ihre Güte ist in allen praktisch wichtigen Fällen allein durch die Materialverluste begrenzt. Infolgedessen haben Laser mit totalreflektierenden Resonatoren eine sehr niedrige Schwellinversionsdichte. Bei Halbleiter-Lasern verwendet man besonders für Dauerstrichversuche gerne viereckige oder dreieckige geschlossene Resonatoren. Bei optisch gepumpten Festkörper-Lasern ermöglicht die hohe Resonatorgüte Laserfunktion in kleinsten Materialmengen oder in sehr schwach dotierten Kristallen. So hat z. B. ein Rubinring oder eine Rubinkugel von 4 mm ∅ mit 0,005 % Cr^{3+} noch bei 80 °C die gleiche Schwellenergie wie ein 60 mm langer Fabry-Perot-Laser mit 0,035 % Cr^{3+}. Fabry-Perot-Laser mit 0,005 % Cr^{3+} können dagegen bei Zimmertemperatur und darüber wegen der geringen Verstärkung nur bei ausgezeichneter Kristallqualität betrieben werden. (Die Untersuchung so schwach dotierter Rubine ist interessant wegen der im Vergleich zu höher dotierten Rubinen geringeren Wärmeentwicklung). Normaldotierte Rubine (0,035 % Cr^{3+}) können in sehr kleinen Abmessungen die Schwelle erreichen. In einem sorgfältig polierten Quader von 0,5x0,5x1 mm (Bild 8—5) konnte bei Zimmertemperatur Laserfunktion beobachtet werden. Totalreflektierende Resonatoren wären daher besonders geeignet bei der Untersuchung neuer Lasermaterialien, die nur in kleinen Mengen zur Verfügung stehen. Die Materialgüte ist in solchen Resonatoren von geringer Bedeutung.

Wegen der fehlenden Richtwirkung ist eine einwandfreie Beobachtung der Laseremission geschlossener Resonatoren nur möglich, wenn ein schmalbandiges Filter, z. B. ein Monochromator, verwendet wird. Bei Einschaltung von Interferenzfiltern ist der stimulierten Emission meistens noch ein erheblicher Anteil von gestreutem Pumplicht überlagert.

Wegen der geringen Quantenzahl pro Mode ist die Schwelle in geschlossenen Resonatoren nur unscharf definiert (s. Kap. 12).

8.4. Unerwünschte, totalreflektierte Moden in Fabry-Perot-Lasern

Totalreflektierte Moden treten unerwünschterweise mitunter in Fabry-Perot-Festkörper-Lasern auf, wenn der Umfang des Lasermaterials poliert ist. Sie sind die Regel bei Neodym-Glas-Lasern mit an den Enden aufgebrachten ebenen Spiegeln. Bild (8—8) zeigt, wie ein solcher Mode unter zweimaliger Totalreflexion am Umfang eines Rundstabes und

viermaliger Reflexion an den Endspiegeln zustande kommt. Der Lichtstrahl schließt sich nach zwei Umläufen. Wegen des größeren Laufweges zwischen den verlustbehafteten Reflexionen an den Endspiegeln hat der Mode eine höhere Verstärkung als eine stehende Welle zwischen den Endspiegeln. Er erreicht daher zuerst die Schwelle. Da er die Inversion auf einen Wert sättigt, bei dem die axialen Moden noch keine wesentliche Leistung erreichen, führt das Auftreten solcher Schwingungen zur Unterdrückung der erwünschten ebenen, axialen Wellen [2066].

Bild (8—8) zeigt, daß die Emission dieser Moden vier Hohlkegel mit gleichem Öffnungswinkel, aber unterschiedlichem Scheitelpunkt bildet. Auf der Spiegeloberfläche ist die Strahlung in zwei Ringe konzentriert;

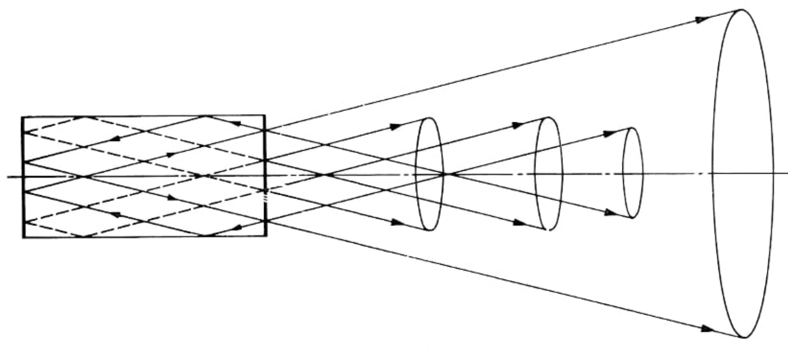


Bild 8—8 Unerwünschte totalreflektierte Moden in einem polierten Rundstab mit ebenen, verspiegelten Endflächen

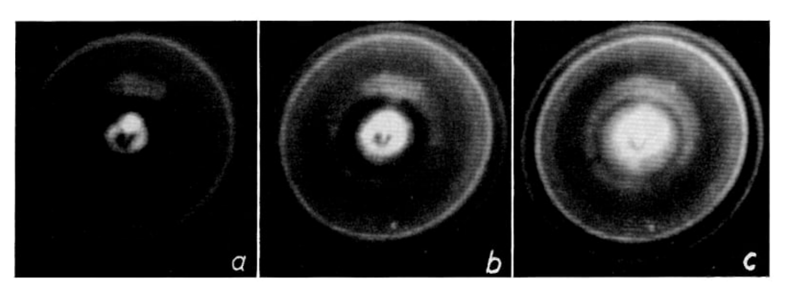


Bild 8—9 Nahfeld eines Neodymglasstabs nach Bild 8—8. a—c mit wachsender Pumpenergie. Der helle Punkt in der Bildmitte und die ovale Verzeichnung sind Fehler des Bildwandlers.

der Radius des inneren Rings ist gleich dem Abstand des äußeren Rings vom Stabumfang. Man bezeichnet diese Verteilung als das „Nahfeld“ des Lasers. Bild (8—9) zeigt die mit einem IR-Bildwandler gewonnene Nahfeldaufnahme des Glas-Lasers nahe der Schwelle.

Im endlichen Abstand vom Laser gibt ein Schnitt durch den Laserstrahl ein System von vier Ringen (Bild 8—10).

In der Brennebene einer Linse ergibt eine ebene Welle einen Punkt, ein Kegelstrahl einen Kreis um den in der Linsenachse liegenden Brennpunkt. Da die vier Kegel gleiche Öffnung haben, ergeben sie im

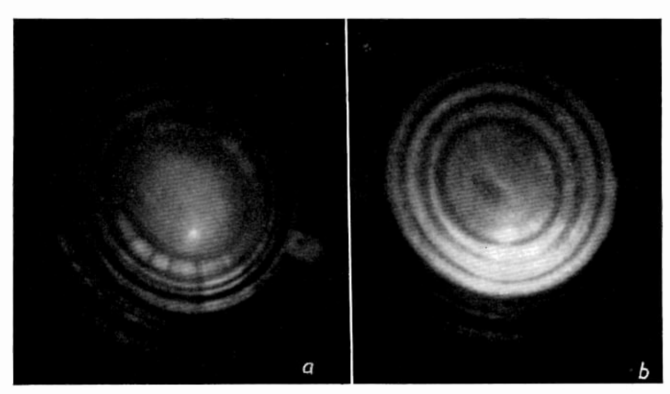


Bild 8—10 Schnitt durch den Strahl eines Lasers nach 8—8 bei zwei unterschiedlichen Anregungspegeln

„Fernfeld" also einen einzigen Ring (Bild 8—11a). Bei höherer Pumpleistung treten zusätzliche Kegelsysteme mit anderen Reflexionswinkeln auf.

Unerwünschte Moden unter Totalreflexion lassen sich in Fabry-Perot-Lasern vermeiden, wenn die Begrenzungsflächen rauh oder un-

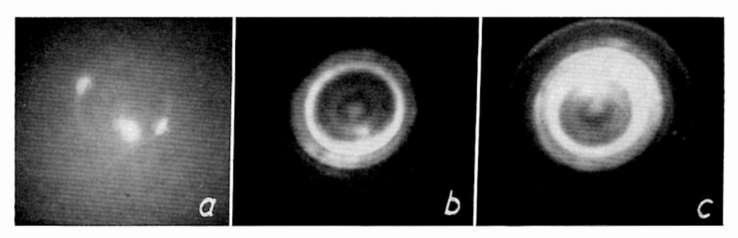


Bild 8—11 Fernfeld eines Lasers nach 8—8 mit wachsender Anregung a—c. Nahe der Schwelle (a) existiert nur ein Kegelsystem, das einen scharfen Ring liefert.

regelmäßig ausgeführt werden bzw. in ein Medium mit gleichem Brechungsindex übergehen. Diese Moden täuschen bei polierten Glas-Lasern große Öffnungswinkel vor; die Kegelwinkel betragen bei den typischen Stababmessungen zwischen 2 und 15°. Mit wachsender

Pumpenergie entstehen Moden mit zunehmendem Reflexionswinkel am Stabumfang; der Öffnungswinkel der Gesamtemission wächst entsprechend.

Besonders schwer sind totalreflektierte Moden in Fabry-Perot-Lasern mit externen Spiegeln zu unterdrücken, wenn die Güte des Resonators zeitweilig (Q-switch) oder dauernd klein ist. Auf eine Politur der Umfangfläche kann man oft wegen der besseren Pumplichtanpassung nicht verzichten. Es entstehen dann Moden, die wie in Ringen senkrecht zur Stabachse umlaufen oder solche, die spiralig zwischen den Endflächen hin- und herpendeln (Bild 8—12). Zu ihrer Unterdrückung genügt es meist, den Stabumfang bewußt unsauber zu polieren.

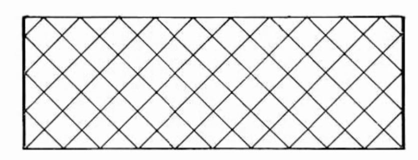


Bild 8—12 Zickzackmode in einem polierten Rundstab. Der Strahl schließt sich nach 7 Umläufen. Solche Moden sind auch in ummantelten Stäben mit $r_a > r_i \cdot \mu$ existenzfähig.

Besser ist eine Ummantelung des aktiven Materials mit passivem Material von gleichem oder höherem Brechungsindex bzw. Immersion in eine entsprechende Flüssigkeit. Es muß dabei sein

$$r_a > r_i \, \mu_a$$

$$\mu_a \geq \mu_i$$

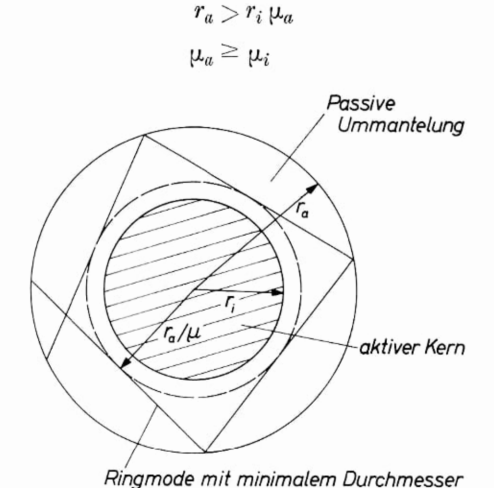


Bild 8—13 Ringmoden und ihre Unterdrückung durch Ummantelung mit $r_a > r_i \, \mu$.

(Bild 8—13). Ringmoden sind daher nur außerhalb des verstärkenden Kerns existenzfähig.

Unerwünschte Moden erzeugen einen Abbau der Inversion und damit erniedrigte Ausbeute in den bewußt selektierten Moden. Besonders bei Riesenimpuls-Lasern können sie dazu führen, daß die Impulsenergie wesentlich geringer ist als errechnet. Das Auftreten solcher Schwingungen kann bei einer Beobachtung der Fluoreszenz des Lasermaterials in einem steilen Anstieg vor dem Einsetzen der selektierten Moden erkannt werden (Bild 8—14).

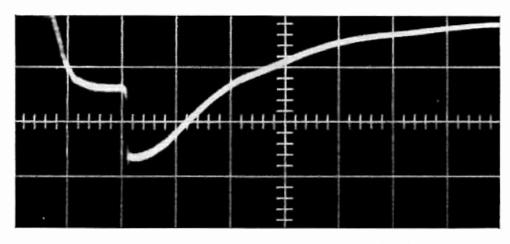


Bild 8—14 Beobachtung totalreflektierter Zickzack-Moden in einem unverspiegelten, ummantelten, konfokalen Rubin von 25 mm Länge. Das Bild zeigt ein Oszillogramm der Emission bei 150 Ws Pumpenergie (Schwelle als Laser mit verspiegelten Endflächen 34 Ws). Dem gestreuten Pumplicht und der Fluoreszenz ist die kontinuierliche Emission totalreflektierter Moden überlagert. Der steile, überschwingende Einsatz ist im deutlichen Gegensatz zu dem sanften Anstieg der in längeren, gekühlten Stäben beobachteten Superstrahlung (Kap. 5). Zeiteinteilung 50 μs/Einheit.

8.5. Faser-Laser

Wenn man den Durchmesser eines totalreflektierenden Stabes auf die Größenordnung λ verringert, dann ist nur noch ein Mode in ihm ausbreitungsfähig: Der Beugungswinkel eines Mode wird identisch mit dem gesamten Winkelbereich der Totalreflexion. Eine solche Faser wird zum Wellenleiter für Licht, ähnlich den Hohlleitern der Mikrowellentechnik. In dickeren Fasern sind verschiedene Modentypen ausbreitungsfähig (s. Kap. 5). Wird eine dünne Faser mit reflektierenden Endflächen ausgestattet, so bildet sie einen zwar geschlossenen, wegen der geringen Modenzahl aber nur in wenigen Moden schwingungsfähigen optischen Resonator [252, 2281, 2284, 2286, 2288, 2289, 2291, 2685]. Das am Ende austretende Licht hat einen relativ großen Öffnungswinkel, ist jedoch bei Anregung nur eines Mode beugungsbegrenzt. Es kann mit Hilfe optischer Hilfsmittel (Bild 5—13) ebenso gerichtet werden wie das Licht von offenen Fabry-Perot-Lasern. Wegen des

kleinen Materialvolumens ist in einem Faser-Laser die Leistung pro Mode gering. Die spontane Emission pro Mode ist vom Querschnitt unabhängig, also hier relativ groß. Dieser Lasertyp ist ebenfalls qualitativ weniger günstig einzuschätzen.

Faser-Laser werden hauptsächlich bei Gläsern verwendet und bieten besonders dann Vorteile, wenn sich das Glas nicht mit optischer Homogenität herstellen läßt, da in der Faser keine gerichtete Ausbreitung nötig ist. Dies gilt z. B. für das von SNITZER beschriebene Bariumkronglas mit Neodym [2290].

Praktische Bedeutung haben allein offene Resonatoren, da in ihnen die stimulierte Emission großer Materialvolumina in wenige Moden konzentriert werden kann. Der Wanderungs-Verlust würde als Effekt erster Ordnung dazu führen, daß nur stehende, ebene Wellen mit diskreten Frequenzen auftreten, die im ebenen Fabry-Perot-Resonator den Resonanzen mit $\Theta = 0$ entsprechen.

Dieses einfache Bild wird durch die Beugung der Welle an der Berandung des Resonators kompliziert. Sie führt als Effekt zweiter Ordnung dazu, daß für diskrete schräglaufende Wellen mit $\Theta > 0$ der Wanderungs-Verlust durch Beugungsreflexion verkleinert wird, während für die Resonanzen mit $\Theta = 0$ ein mit dem restlichen Wanderungs-Verlust vergleichbarer Beugungsverlust auftritt. Dadurch entsteht ein ganzes System von geometrisch und frequenzmäßig diskreten Resonanzen offener Resonatoren. Wir werden diese „Quasimoden“ im nächsten Kapitel untersuchen.

9. Eigenmoden offener, optischer Resonatoren

9.1. Der Beugungsverlust offener Resonatoren

Nach unseren bisherigen Überlegungen sollten in einem offenen, ebenen Resonatoroszillator wegen des Wanderungs-Verlustes der schräglaufenden Wellen stehende, ebene Wellen mit $\Theta = 0$ stark bevorzugt sein. Dabei ist zunächst nicht zu erwarten, daß diese Wellen eine räumliche Kohärenz aufweisen, da wir die Überlegungen von Kapitel 6 abschnittsweise auf voneinander unabhängige Teilquerschnitte des Resonators übertragen können, solange wir Randeffekte höherer Ordnung unberücksichtigt lassen.

Erst durch die Berücksichtigung der Beugung als Effekt zweiter Ordnung können wir so charakteristische Eigenschaften von Laser-Oszillatoren wie ihre räumliche Kohärenz und das Auftreten von Moden mit $\Theta \neq 0$ verstehen.

In einem offenen Fabry-Perot-Resonator wird die Welle bei jedem Durchgang an der Berandung des Resonators gebeugt. Wesentlich für die Beugungseffekte ist der kleinste Durchmesser des Resonators, und wir stellen uns im folgenden vor, daß die beugende Öffnung vom Durchmesser 2a durch die Berandung der Spiegel gebildet wird. Im realen Fall werden oft andere Blenden im Resonator den Querschnitt begrenzen, etwa der Rohrdurchmesser eines Gas-Lasers, und diese Blende ist dann maßgebend für die Beugungseffekte.

In bezug auf die Beugungserscheinungen ist ein offener, ebener Resonator (Bild 9—1a) identisch mit einer periodischen Struktur von Blenden, die mit dem Durchmesser der Resonatorspiegel im Abstand der Resonatorlänge aufeinanderfolgen (Bild 9—1b). An jeder Blendenöffnung können wir uns ein Absorptionsfilter angeordnet denken, das den Spiegelverlusten des Resonators und den Materialverlusten entspricht [769].

Es ist zunächst nicht selbstverständlich, daß es unter Berücksichtigung der Beugung überhaupt Wellenformen gibt, die beim Durchlaufen der Blendenanordnung stationär sind, d. h., die sich von Blende zu Blende in der Amplituden- und Phasenverteilung bis auf einen konstanten Faktor reproduzieren. So ist leicht einzusehen, daß eine ebene

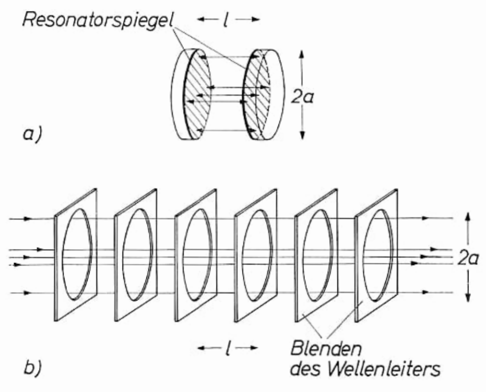


Bild 9—1

a) Offener, ebener Fabry-Perot-Resonator mit kreisförmiger Begrenzung
b) äquivalenter Blenden-Wellenleiter. Die Spiegelverluste von a) sind hier durch Absorptionsfilter in jeder Blendenebene nachzubilden.

Welle diese Forderung nicht erfüllt. Wir nehmen an, daß eine unendlich ausgedehnte ebene Welle die erste Blende in Achsenrichtung mit konstanter Phase trifft (Bild 9—2). Die Intensitätsverteilung in der ersten Blende hat Rechteckform. Durch die Beugung trifft die Welle auf die zweite Blende mit einer am Rand abfallenden Verteilung auf, von der ein Teil abgeblendet wird. Außerdem hat sich die Fläche gleicher Phase verlagert, da der Fortpflanzungsvektor jetzt am Blendenrand schräg zur Achsenrichtung ist. In der zweiten Blendenöffnung ist die Phase also nicht konstant. Die Beugung dieser abgeänderten Wellenform gibt in der dritten Blende eine wiederum nach Phase und Intensitätsverlauf neue Wellenfront usw. Die ebene Welle ist kein „Ausbreitungsmode" der Wellenleitung.

Hätten wir auf die erste Blende eine Welle auffallen lassen, die in der Amplituden- und Phasenverteilung bereits den oben an der zweiten,

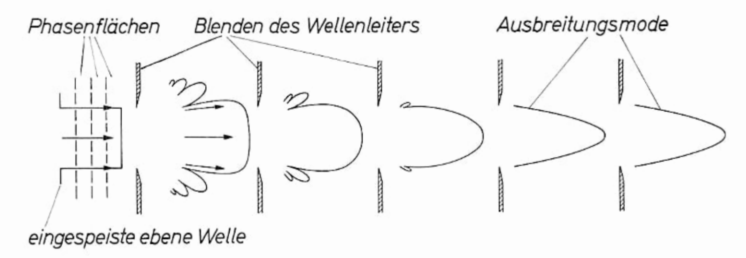


Bild 9—2 Ausbildung eines Ausbreitungsmode in einem Blendenwellenleiter bei Speisung mit einer ebenen Welle (schematisch)

dritten . ., n-ten Blende erhaltenen Werten angepaßt gewesen wäre, so hätten wir eine kleinere Änderung pro Periode beobachtet. Den gleichen Effekt hätten wir erreicht, wenn wir vor unsere erste Blende weitere Blenden gesetzt und mit einer ebenen Welle gespeist hätten.

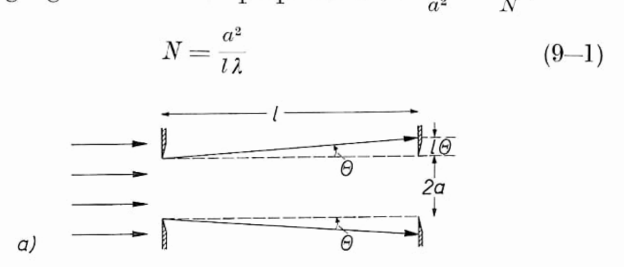
Diese intuitive Anschauung wird durch die Rechnung bestätigt: Nach einer genügend großen Anzahl von Beugungen bildet sich eine Amplituden- und Phasenverteilung aus, die sich bei jeder folgenden Periode bis auf konstante Faktoren reproduziert. Die ursprüngliche Wellenform an der ersten Blende ist dabei in gewissen Grenzen ohne Bedeutung. Die Beugungsverluste an den ersten Blenden sind je nach der ursprünglichen Wellenform unterschiedlich, bis sich eine stationäre Verteilung ausbildet. Man bezeichnet diese stationären Verteilungen als Quasimoden (zur Unterscheidung von den Moden der schwarzen Strahlung und den Moden geschlossener Resonatoren) oder als Ausbreitungsmoden der Wellenleitung bzw. des Resonators.

Wenn die ursprüngliche Welle räumlich inkohärent ist, dann führen die Beugungen dazu, daß nach einer großen Anzahl von Perioden eine räumlich kohärente Wellenfront entsteht. Wir können uns dies modellmäßig so vorstellen, daß durch die Beugung am Rand der Blende Licht nicht nur nach außen, sondern auch in den Strahl hinein abgelenkt wird. Die Blende erzeugt eine Durchmischung von Lichtstrahlen aus verschiedenen Punkten des Strahlquerschnitts, so daß schließlich nach einer genügend großen Zahl von Beugungen Licht in einem Punkt des Querschnitts nicht mehr einem Punkt des ursprünglichen Strahls, sondern seinem ganzen Querschnitt zugeordnet ist. Damit ist ein Zusammenhang der Phasen innerhalb des Strahls hergestellt worden: Die Welle ist räumlich kohärent. Die Kohärenzerzeugung ist im passiven Fall mit einem riesigen Intensitätsverlust behaftet. Beim Laser werden die Verluste durch die Verstärkung kompensiert, so daß sich aus dem zunächst inkohärenten Rauschen räumlich kohärente (und zeitlich kohärente wegen $\frac{\delta\nu}{\nu} \ll 1$) Schwingungen ausbilden. Die Quasimoden offener optischer Resonatoren sind zwangsläufig räumlich kohärent; der kohärenzerzeugende Effekt ist die Beugung an der Resonatorbegrenzung [713, 2408] (bzw. an der Kaustik des Mode).

Die Größenordnung der Beugungseffekte ist abhängig von der Größe der beugenden Blenden im Verhältnis zur Wellenlänge und vom Abstand der Blenden l voneinander. Der Beugungswinkel einer ebenen Welle an der Blende vom Durchmesser $2a$ ist $\Theta \approx \frac{\lambda}{2a}$ (Bild 9–3). An

der nächsten Blende geht gebeugte Energie verloren im Verhältnis $\frac{2l\Theta}{2a}$. Der relative Beugungsverlust ist also proportional zu $\frac{l\lambda}{a^2} = \frac{1}{N}$.

$$N = \frac{a^2}{l\lambda} \tag{9—1}$$



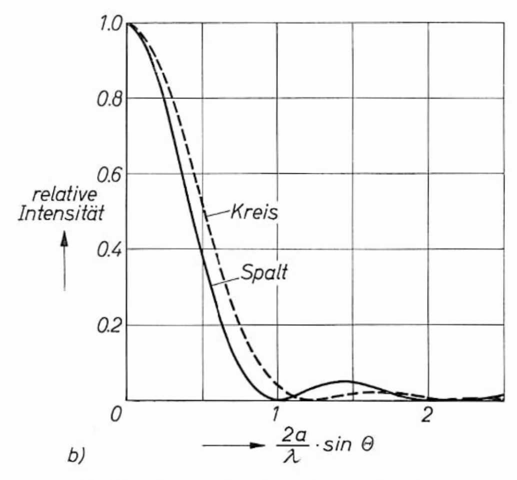


Bild 9—3 Beugungsverlust im Blendenleiter.

a) schematische Abschätzung des Verlustes

b) Intensitätsverlauf bei der Beugung einer ebenen Welle konstanter Amplitude an einer kreis- oder spaltförmigen Öffnung; Verteilung im Fernfeld (Fraunhofersche Beugung).

Für den Spalt gilt $I = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$,

für den Kreis $I = 4\left(\frac{I_1(x)}{x}\right)^2$ mit I_1 Besselfunktion erster Art;

$$x = \frac{2\pi a \sin\theta}{\lambda}.$$

Die Angabe $\theta = \frac{\lambda}{2a}$ bezieht sich also für den Spalt auf die erste Nullstelle des Beugungsbildes. Für den Kreis liegt diese Nullstelle bei $1{,}22\,\frac{\lambda}{2a}$. Wegen der Willkürlichkeit der Definition für die Beugungsöffnung benutzen wir im folgenden stets vereinfachend $\theta = \frac{\lambda}{2a}$.

N ist der für die Beugungsverluste charakteristische Parameter, wobei kleines N hohe Beugungsverluste bedeutet. N gibt als „Fresnelsche Zahl" die Anzahl der Fresnelzonen an, unter denen der Spiegel 1 vom Spiegel 2 aus gesehen erscheint, also die halbe Zahl der auf den zweiten Spiegel auftreffenden Beugungsmaxima.

9.2. Mathematische Formulierung als Eigenwertproblem; Iterationslösungen

Wir wollen jetzt die stationären Ausbreitungsmoden des ebenen Resonators suchen und gehen dabei zunächst rein formal vor [769]. Später werden wir ein geometrisches Modell der Ausbreitungsmoden entwickeln.

Wir betrachten die n-te Blende mit der beliebig berandeten Fläche A. Die Amplitudenverteilung in A sei u_n. Die Verteilung u_{n+1} in der $(n+1)$ten Blende folgt aus dem Fresnelschen Integral:

$$u_{n+1} = \frac{ik}{4\pi} \int_A u_n \frac{e^{-ikR}}{R} (1 + \cos \Theta) \, \mathrm{d}\sigma. \tag{9—2}$$

Das Feld ergibt sich als Überlagerung von Kugelwellen, die von den einzelnen Flächenelementen der beugenden Öffnung ausgehen.

Eine stationäre Lösung existiert, wenn u_{n+1} bis auf einen konstanten Amplituden- und Phasenfaktor γ gleich u_n ist:

$$u_{n+1} = \gamma u_n. \tag{9—3}$$

Damit erhalten wir für u die Integralgleichung:

$$u = \gamma \int_A K u \, \mathrm{d}\sigma \tag{9—4}$$

$$K = \frac{ik}{4\pi R} (1 + \cos \Theta) \, e^{-ikR}. \tag{9—5}$$

K ist der Kern der Integralgleichung. Ihre Lösung liefert die Amplituden- und Phasenverteilung der Quasimoden u und den Eigenwert γ für jeden Mode, in dem der für den Mode charakteristische Beugungsverlust und seine Phasenverschiebung pro Periode enthalten ist. Es ist mathematisch gezeigt worden, daß für die Integralgleichung vom obigen Typ stets Lösungen existieren [486]. Eine analytische Lösung ist

in Spezialfällen, wie bei dem konfokalen Resonator (s. unten), oder mit Näherungen möglich.

A. G. Fox und T. Li [769] errechneten die Eigenlösungen des Fabry-Perot-Resonators mit einer Iterationsmethode, die sehr anschaulich ist. Sie bildeten ein Blendensystem nach Bild (9—1) unter Verwendung des Integrals Gl. (9—4) auf einem Degitalrechner nach und speisten in die erste Blendenöffnung Probefunktionen, z. B. eine ebene Welle, ein. Der Rechner liefert nach jeder Periode eine neue Wellenfront, und es zeigt sich, daß sich nach genügend vielen Durchgängen eine stationäre Lösung ausbildet.

Die genaue Lösung ist von der Form der Blendenberandung abhängig. In den praktisch wichtigen Fällen ist $\frac{a^2}{l\lambda} \gg \left(\frac{a}{l}\right)^2$ $(l \gg \lambda)$. Die Integralgleichung läßt sich dann für verschiedene Geometrien vereinfachen, so daß der Kern in den Variablen x, y, bzw. r, φ separierbar ist.

A. G. Fox und T. Li diskutieren Lösungen für Streifenspiegel, für Rechteckspiegel und für Kreisspiegel (Bild 9—4).

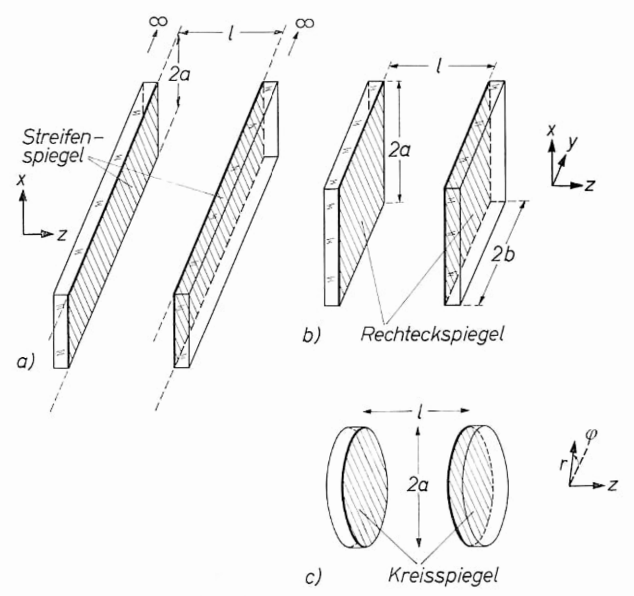


Bild 9—4 Grundformen der Resonatorbegrenzung.

a) Streifenspiegel; die Nullstellen der Moden liegen in der x-Achse und erstrecken sich in y-Richtung von $-\infty$ bis $+\infty$.

b) Rechteckspiegel. Die Symmetrieachsen der Eigenmoden liegen parallel zu den Rechteckkanten; die Moden haben x, y-Symmetrie.

c) Kreisspiegel. Die Moden haben r, φ-Symmetrie. Die Bezugsrichtung für φ ist zunächst willkürlich.

Im allgemeinen zeigt sich, daß für $\frac{a^2}{l\lambda} \gg 1$ die genaue Form der Berandung nicht sehr wesentlich in die Lösung der Eigenwerte γ eingeht, weshalb wir für die Einzelheiten auf die Originalarbeit verweisen [769].

Bild (9—5) zeigt nach Fox und Li die normierte Amplituden- und Phasenverteilung nach 0, nach 1 und nach 300 Reflexionen in einem Resonator aus Streifenspiegeln mit $2a = 50\lambda$, $l = 100\lambda$ $\left(\frac{a^2}{l\lambda} = 6{,}25\right)$. Die Probefunktion ist dabei eine ebene Welle konstanter Amplitude. Die erste Beugung führt zu starken Amplitudenschwankungen mit ausgeprägten Beugungsmaxima; nach 300 Reflexionen ist die Verteilung

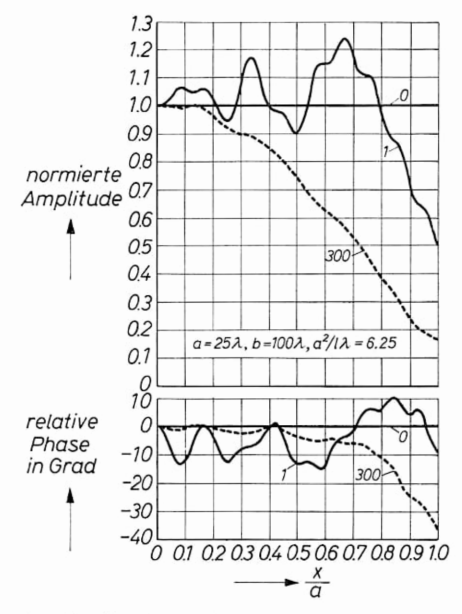


Bild 9—5 Ausbildung des Grundmode aus einer ebenen Welle zwischen Streifenspiegeln (nach A. G. FOX und T. LI [769]). Der Parameter gibt die Zahl der Durchläufe an. Die Maxima der Amplituden auf dem zweiten Spiegel nach der ersten Beugung entstehen im Vergleich zu Bild (9—3b) dadurch, daß dieser Spiegel sich noch im Nahfeld der beugenden Öffnung befindet. Die schematische Darstellung in Bild (9—2) ist in diesem Sinn stark vereinfacht.

stationär und ziemlich glatt mit einer starken Konzentration in der Spiegelmitte. Auch die Phasenkurve schwankt zunächst heftig, wird aber ebenfalls nach 300 Reflexionen stationär. Am Spiegelrand ist die relative Phase dabei um 36° hinter der Phase in der Spiegelmitte zu-

rück. Der Spiegel ist keine Fläche konstanter Phase; die Welle ist keine ebene Welle. Der Beugungsverlust beträgt in diesem Beispiel 0,688 % pro Durchgang. Der Beugungsverlust einer ebenen Welle konstanter Amplitude ist etwa gleich $\left(\frac{a^2}{l\lambda}\right)^{-1} = 16\,\%$. Der Verlust des Quasimode ist kleiner als der Verlust einer ebenen Welle konstanter Amplitude. Dieses Ergebnis ist anschaulich verständlich. Bei dem Ausbreitungsmode ist die Energie in der Mitte der beugenden Öffnung konzentriert, so daß der Einfluß der Berandung klein wird. Außerdem hat die auftreffende Welle bereits einen gewissen Öffnungswinkel, der so bemessen ist, daß der Anteil der aus dem Strahl herausgebeugten Energie minimal wird.

Der kleinere Beugungsverlust des Ausbreitungsmode gegenüber der ebenen Welle ist der Mechanismus, der zur Ausbildung dieser optimalen Wellenform führt. Aus der ursprünglichen Welle verschwinden nach und nach alle Komponenten, die nicht zu dem Ausbreitungsmode gehören.

Die Rechnung ergibt eine konstante Phasenvorauseilung um $\Delta\Phi = 1{,}59$ Grad pro Periode im Vergleich zur Phase einer ebenen Welle $\Phi = 2\pi\frac{l}{\lambda}$. (In Bild (9—5) ist die zusätzliche, geometrieabhängige Phasenverteilung aufgezeichnet). Die Phasengeschwindigkeit ist also etwas größer als die Lichtgeschwindigkeit.

Die Moden des offenen, ebenen Resonators bzw. des Wellenleiters sind Ausbreitungsmoden, die für Wellen beliebiger Frequenz gelten. Im Falle des Resonators bildet sich auch für Wellen, die nicht die Resonanzbedingung erfüllen, unter Vielfachreflexen die errechnete Verteilung aus. Damit der Mode in Resonanz auftritt, muß zusätzlich die Phasenbedingung erfüllt sein:

$$\Phi = q\pi \qquad q = 1, 2, 3, \ldots$$

$$2\pi\frac{l}{\lambda} + \Delta\Phi = q\pi\,. \tag{9—6}$$

Infolge der konstanten Phasenvoreilung ist also bei Berücksichtigung der Beugungserscheinungen die Resonanzbedingung etwas geändert gegenüber dem Fall des unendlich ausgedehnten Fabry-Perot-Resonators $\left(\frac{2\pi l}{\lambda} = q\,\pi\right)$. q gibt die Zahl der Halbwellen in der Resonatorlänge l mit $N \to \infty$ an.

9.3. Transversale Moden des ebenen Fabry-Perot-Resonators

Wir bezeichnen den aus einer parallel zur Resonatorachse laufenden, ebenen Welle abgeleiteten Mode als den Grundmode des Fabry-Perot-Resonators. Es ist nun zu klären, ob außer diesem Grundmode noch andere stationäre Moden existieren, bei denen z. B. auf den Spiegeln die Wellenamplitude Nullstellen aufweist. Es ist bereits klar, daß solche Moden wegen der Wanderungs-Verluste nicht aus einer schräglaufenden ebenen Welle gebildet werden können.

Wir wollen zunächst nach Fox und Li die Eigenschaften solcher Moden beschreiben und dann Modelle und analytische Näherungen für sie suchen.

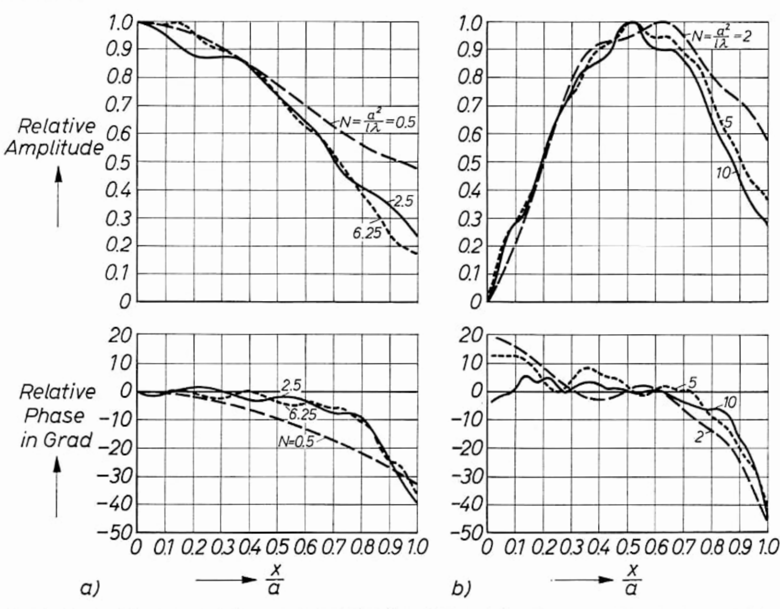


Bild 9—6 Amplituden- und Phasenverlauf des Grundmode (a) und des ersten unsymmetrischen Mode (nach A. G. FOX u. T. LI [769]). Die Fresnelzahlen sind für die beiden Beispiele a) und b) nicht gleich. Für den unsymmetrischen Mode hat die Amplitude auf der zweiten Spiegelhälfte entgegengesetztes Vorzeichen. Für den Beugungsverlust und die konstante Phasenvoreilung gilt in den Beispielen

a) $a^2/l\lambda$:	0,5	2,5	6,25
$\Delta\Phi$:	14°	3,5°	1,59°
Beugungsverlust	18%	3%	0,69%
b) $a^2/l\lambda$:	2	5	10
$\Delta\Phi$:	18°	8°	4°
Beugungsverlust	13%	3,9%	1,5%

Auf die erste Blendenöffnung sollen zwei ebene Wellen gleicher Amplitude auffallen, die jeweils auf die Hälfte der Öffnung beschränkt sind und die in der Öffnung eine um π unterschiedliche Phase haben. Beim Durchlaufen der Blenden bildet sich wiederum ein stationäres Wellenbild aus, dessen Amplituden- und Phasenverteilung in Bild (9—6) neben entsprechenden Kurven für den Grundmode aufgezeichnet ist. Der Mode hat auf beiden Blenden-(Spiegel-)hälften entgegengesetzte Amplituden; die Lichtverteilung hat auf dem Spiegel zwei Maxima, in denen die Phase um π unterschiedlich ist, und in der Spiegelmitte eine Nullstelle. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt näher am Spiegelrand als bei dem Grundmode. Infolgedessen ist auch der Beugungsverlust für $N = 6{,}25$ mit 3 % gegenüber 0,688 % wesentlich höher. Die Phasenverschiebung beträgt 4° gegenüber 1,59°, so daß dieser Mode auch eine andere Resonanzfrequenz hat. Die zusätzliche Phase springt in der Mitte des Spiegels im Vorzeichen; die Emission des Resonators besteht aus zwei gerichteten Strahlen endlicher Öffnung.

Man bezeichnet den so gefundenen Mode als den niedrigsten unsymmetrischen Mode des Resonators.

Wenn wir Probewellen mit noch komplizierteren Verteilungen einspeisen, so finden wir, daß symmetrische und unsymmetrische Moden mit einer wachsenden Zahl von Nullstellen auf den Spiegeln existenzfähig sind. Da in allen praktisch wichtigen Fällen die transversale, senkrecht zur Resonatorachse liegende Komponente der Moden sehr groß ist gegen die longitudinale Komponente, klassifiziert man sie in Analogie zu den Moden von Hohlleitern als TEM_{mnq}-(*t*ransverse *e*lectro*m*agnetic)-Moden. Die Parameter m und n geben dabei die Anzahl der Nullstellen in x-y-Richtung auf den Spiegeln an; q ist die Knotenzahl in Richtung der Resonatorachse. Moden mit ungleichen Parametern m und n bezeichnet man als unterschiedliche transversale Moden. Moden mit m und n gleich und $q = q_1,\ q_1 + 1,\ q_1 + 2\ \ldots$ bilden einen Satz longitudinaler oder axialer Moden des gleichen transversalen Modentyps.

In Resonatoren mit eindimensionalen Streifenspiegeln treten nur die Modentypen $\mathrm{TEM}_{mq}\,(\mathrm{x})$, bzw. $\mathrm{TEM}_{nq}\,(\mathrm{y})$ auf, da nur in einer Richtung modenselektive Beugung existiert. Für Rechteckspiegel auftretende Moden lassen sich aus denen der Streifenspiegel synthetisieren:

$$\mathrm{TEM}_{mnq}\,(\mathrm{x},\mathrm{y}) = \mathrm{TEM}_{mq}\,(\mathrm{x}) \cdot \mathrm{TEM}_{nq}\,(\mathrm{y})\,. \qquad (9\text{—}7)$$

Die Moden haben x-y-Symmetrie.

Für die Eigenwerte, die Ausbreitungskonstanten γ gilt:

$$\lg \gamma_{mn} = \lg \gamma_{xm} + \lg \gamma_{yn} \,. \tag{9–8}$$

(γ ist komplex; der Realteil liefert den Beugungsverlust, der Imaginärteil die Phasenvoreilung).

Bei Kreisspiegeln sind die Quasimoden von radialer Symmetrie. Mit m als Zahl der Nullstellen im Winkel 2π und n als Zahl der radialen Nullstellen klassifiziert man die Moden: TEM_{mnq}.

Die Eigenfunktionen sind auf der Spiegelfläche orthogonal. Beim Streifenspiegel gilt:

$$\left.\begin{aligned} \int_{-a}^{+a} u_n(\mathrm{x})\, u_{m+i}(\mathrm{x})\, \mathrm{d}x = 0 \\ \int_{-a}^{+a} u_n(\mathrm{y})\, u_{n+i}(\mathrm{y})\, \mathrm{d}y = 0 \end{aligned}\right\} \quad i \neq 0 \tag{9–9}$$

Für Kreisspiegel gilt:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{a} u_{mn}(\nu, \varphi)\, u_{m+i,\,n+j}(\nu, \varphi)\, \nu \,\mathrm{d}\nu\, \mathrm{d}\varphi = 0 \tag{9–10}$$

$$i \neq 0 \text{ oder } j \neq 0 \,.$$

Der Grundmode des Resonators wird als TEM_{00q} klassifiziert, der erste unsymmetrische Mode als TEM_{10q} bzw. TEM_{01q}.

Die Moden offener Resonatoren sind hinsichtlich der Polarisation entartet, d. h., die Resonanzfrequenz und die Verluste sind für die möglichen Polarisationsrichtungen gleich.

9.4. Beugungsverluste und Resonanzfrequenzen verschiedener Moden; Modenselektion

Wir betrachten jetzt den Beugungsverlust δ_{00} des TEM_{00} — und δ_{10} des TEM_{10}-Mode für verschiedene Geometrien in Abhängigkeit von $\frac{a^2}{l\lambda}$. Er ist in Bild (9–7) nach Fox und Li in doppelt-logarithmischem Maßstab dargestellt für Streifenspiegel der Breite $2a$ und für Kreisspiegel mit $R = a$. Der Verlust des quadratischen Spiegels ist für kleine Verluste nach Gl. (9–8) gleich dem doppelten Verlust des Streifenspiegels. Im Rahmen der Darstellungsgenauigkeit ist der Verlust für $a^2/l\lambda \gg 1$

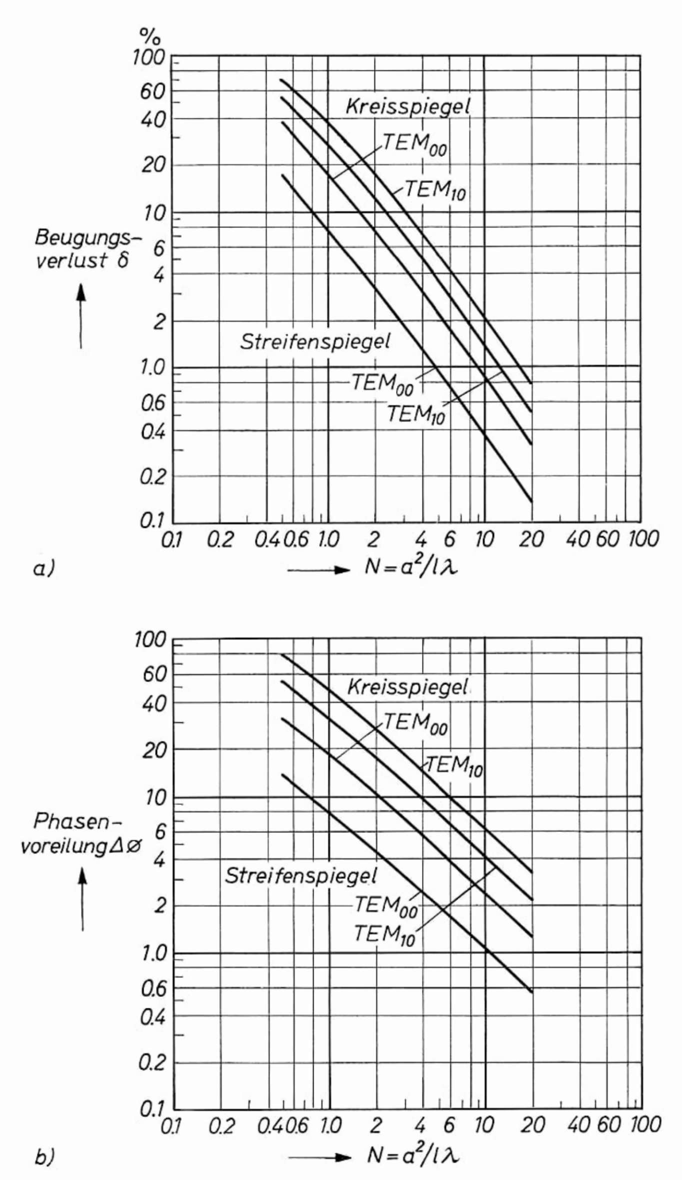


Bild 9—7 Beugungsverlust (a) und konstante Phasenvoreilung (b) für den Grundmode TEM_{00} und für den niedrigsten Transversalmode TEM_{10} in Abhängigkeit von der Fresnelzahl (nach A. G. FOX u. T. LI [769]).

Für Rechteckspiegel ist der Beugungsverlust gleich der Summe der Beugungsverluste von zwei Streifenspiegeln mit $a^2/l\lambda$ und $b^2/l\lambda$.

bei gleichem Spiegeldurchmesser von der Spiegelform unabhängig und nur eine Funktion der Fresnelzahl.

Für große $a^2/l\,\lambda$ sind die Kurven in der doppelt-logarithmischen Darstellung Gerade. Für den Grundmode gilt nach Fox und Li:

$$\delta_{00} = 0{,}207 \left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^{1,4}. \tag{9—11}$$

Die Verluste nehmen mit wachsender Ordnung der Moden zu. Der Grundmode hat in jedem Fall den kleinsten Beugungsverlust.

Wir wollen einige Zahlenbeispiele berechnen. Für einen typischen Festkörper-Laser wählen wir $l = 70\,\text{mm}$, $2a = 7\,\text{mm}$. In $a^2/l\lambda$ ist die bei $\mu > 1$ veränderte optische Weglänge im Material zu berücksichtigen, so daß der bestimmende Faktor $\mu a^2/l\lambda$ ist. Mit $\mu = 1{,}78$ (Rubin) erhalten wir:

$$\frac{\mu a^2}{l\lambda} = 450.$$

Damit ergibt sich für den Grundmode $\delta_{00} = 3{,}2 \cdot 10^{-4}$. Der Beugungsverlust ist außerordentlich niedrig, viel kleiner als die Spiegelverluste und die Verluste durch Materialinhomogenitäten. Der Grundmode hat auf dem Spiegel nahezu eine $\cos \frac{\pi x}{2a}$ -Verteilung; die Amplitude am Spiegelrand ist verschwindend klein. Die Phase ist bis nahe zum Spiegelrand konstant. Der Mode ist in sehr guter Näherung eine stehende, ebene Welle.

Bei einem Gas-Laser mit $\lambda = 1\,\mu\text{m}$, $l = 100\,\text{cm}$ und $2a = 5\,\text{mm}$ erhalten wir

$$a^2/l\lambda = 6{,}25;\ \delta_{00} = 1{,}6\,\%;\ \delta_{10} = 3{,}8\,\%.$$

Der Beugungsverlust ist von gleicher Größenordnung wie die Spiegelverluste. Die Amplituden- und Phasenverteilungen dieses Beispiels entsprechen den in Bild (9—4, 9—5) angegebenen Kurven.

In einem Dioden-Laser mit einem Querschnitt von $0{,}05 \cdot 0{,}005\,\text{mm}^2$ bei $l = 0{,}25\,\text{mm}$ können wir die Werte für Streifenspiegel mit $2a = 0{,}005$ mm verwenden. Für $\lambda = 1\,\mu\text{m}$ ergibt sich mit $\mu = 3{,}6$:

$$\frac{\mu a^2}{l\lambda} \approx 0{,}09;\ \delta_{00} \approx 90\,\%;\ \delta_{10} \approx 98\,\%.$$

Hier hat der offene Resonator also sehr starke Beugungsverluste. In Dioden-Lasern treten daher teilweise andere Modentypen („guided modes", Fasermoden) auf.

Da der Beugungsverlust für verschiedene transversale Moden unterschiedlich groß ist, führt er zu einer Bevorzugung des Grundmode bzw.

der Moden niedriger Ordnung im Laser-Oszillator. Der Selektionsprozeß entspricht ganz dem numerischen Vorgehen bei der Ermittlung der Resonatormoden. Die spontane Emission speist den Resonator mit Energie in allen Moden des Resonators (da die Quasimoden des Resonators auf den Spiegeln ein orthogonales Funktionensystem bilden, können wir die spontane Emission nach diesen Funktionen entwickeln.) Mit steigender Inversion wächst die Quantenzahl in allen Resonatormoden an, am stärksten in den der Linienmitte am nächsten liegenden Resonanzen. Wegen der unterschiedlichen Beugungsverluste tritt eine Selektion zwischen unterschiedlichen transversalen Moden ein, für die $g(\nu)$ nahezu gleich groß ist. Der Grundmode mit den geringsten Verlusten wächst am schnellsten an und sättigt die Inversion. Wenn seine Sättigungsverstärkung hinreichend nahe bei $\frac{1}{R-\delta}$ liegt, dann ist die Leistung aller anderen Resonatormoden im Vergleich dazu vernachlässigbar klein, wenn für sie der Beugungsverlust δ merklich größer ist. Wir können jetzt statt einer Schwellbedingung einen Satz für alle Moden aufstellen:

$$\begin{aligned}
&\mathrm{TEM}_{00}: && V(R-\delta_{00}) + \mathrm{sp.}\ E_{00} = 1\\
&\mathrm{TEM}_{10}: && V(R-\delta_{10}) + \mathrm{sp.}\ E_{10} = 1\\
&\mathrm{TEM}_{mn}: && V(R-\delta_{mn}) + \mathrm{sp.}\ E_{mn} = 1.
\end{aligned} \tag{9–12}$$

Die spontane Emission ist für alle Quasimoden etwa gleich. In R können wir außer den Spiegelverlusten die für alle Moden gleich großen sonstigen Verluste, z. B. durch innere Streuung, durch Fenster im Resonator etc. berücksichtigen. Es sind die für verschiedene transversale Moden unterschiedlichen Beugungsverluste, die zur Selektion gerichteter Strahlen in definierten Resonatormoden führen. Der Selektionsprozeß ist um so wirkungsvoller, je unterschiedlicher die Beugungsverluste für verschiedene Moden sind. Außerdem ist es wichtig, daß der Beugungsverlust mit den übrigen Verlusten konkurrieren kann, daß er also nicht verschwindend klein ist gegen die Spiegelverluste und gegen die inneren Verluste des Resonators. Das Verhältnis dieser Größen bestimmt die Anzahl der Reflexionen, die nötig sind, bis der Grundmode über die anderen Moden dominiert. Die dafür benötigte Zeit muß klein sein gegen Zeiten, in denen sonstige Instabilitäten auftreten können.

Wir wollen dies an einem Beispiel erläutern: Wir nehmen die Zahlenwerte der Rechnung von Fox und Li, bei denen eine ebene Welle in den Resonator eingespeist wird, und betrachten die zeitliche Amplitudenveränderung in einem Punkt der Spiegelfläche ohne Berücksichti-

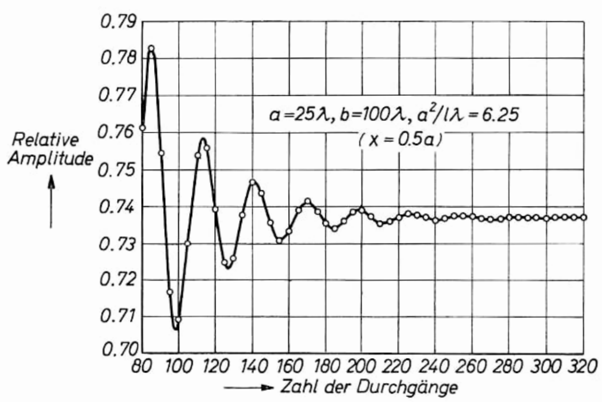


Bild 9—8 Zeitlicher Amplitudenverlauf bei der Ausbildung des Grundmode aus einer ebenen Welle für den Punkt $x = \frac{a}{2}$ in einem Streifenspiegel (nach A. G. FOX u. T. LI [769]). Während der ersten 80 Durchgänge ist der Verlauf unregelmäßig.

gung der konstanten Dämpfung δ_{00} des Grundmode. Die Amplitude ändert sich zunächst bei jeder Reflexion sehr stark und in unregelmäßiger Weise. Nach 80 Reflexionen bildet sich eine gedämpfte Schwingung der Amplitude aus (Bild 9—8), und nach 300 Reflexionen bleibt die Amplitude konstant. Dieses Ergebnis ist folgendermaßen zu interpretieren: Die ebene Welle enthält, da sie kein Mode des Resonators ist, Komponenten in zahlreichen Quasimoden. Diese Moden kämpfen gegeneinander an, wobei diejenigen mit starken Beugungsverlusten schnell, die mit geringen Beugungsverlusten langsamer gedämpft werden. Da die Moden unterschiedliche Phasen haben, schwankt dabei ihre Interferenzamplitude in dem betrachteten Oberflächenpunkt. Nach 80 Reflexionen bleiben nur noch der TEM_{00}- und der TEM_{10}-Mode mit merklicher Amplitude übrig; ihre Schwebung führt zu der beobachteten periodischen Amplitudenmodulation mit der Differenzfrequenz der beiden Resonanzfrequenzen $\nu_{00}-\nu_{10}$. Wegen der stärkeren Dämpfung stirbt schließlich der TEM_{10}-Mode aus; der Grundmode bleibt übrig. Es dauert in diesem Beispiel eines Resonators mit $a^2/l\lambda = 6{,}25$ rund 300 Umläufe, bis eine endgültige Selektion stattgefunden hat.

Bei einem Rubin mit 7 cm Länge entspricht dies einer Einschwingzeit von 120 ns, bei einem Gas-Laser mit 1 m Länge von 1 µs. Bei größerem $a^2/l\lambda$ sind die Einschwingzeiten entsprechend größer. Selbst in dem gewählten Beispiel kleiner Fresnelzahl ist die Einschwingzeit bereits in der Größenordnung der Dauer eines Relaxationsimpulses in Rubin-Lasern. Es ist also nicht zu erwarten, daß, abgesehen von ande-

ren Störungen, in typischen Rubin-Impuls-Lasern mit Fabry-Perot-Resonator eine reine Selektion des Grundmode auftritt. Störungen des Resonators müssen langsam sein gegen die Selektionszeit, wenn quasistationär stets der Mode mit den geringsten Verlusten vorherrschen soll (adiabatische Änderung).

Wie man aus Bild (9—7) sieht, ist das Verhältnis der Beugungsverluste für die Moden niedrigster Ordnung für $a^2/l\lambda \gg 1$ unabhängig von $a^2/l\lambda$, also von der Geometrie der Anordnung. Eine Änderung der Resonatorgeometrie führt daher beim ebenen Fabry-Perot-Resonator zu keiner Verbesserung der Modenselektion, wenn bereits die Beugungsverluste vorherrschen. Wenn die Beugungsverluste dagegen klein sind gegen andere Verluste, dann kann in der Praxis durch Verkleinern von $a^2/l\lambda$, d. h. durch Verlängern des Resonators bei konstanten modenunabhängigen Verlusten, oder durch Verringern des Resonatorquerschnittes ein Überwiegen der Beugungsverluste und damit eine bevorzugte Selektion der Moden niedriger Ordnung erreicht werden.

Für den ebenen Fabry-Perot-Resonator ist es charakteristisch, daß jeder Mode den ganzen Resonatorquerschnitt ausfüllt.

9.5. Modell und näherungsweise Berechnung der transversalen Moden eines ebenen Resonators

Die Betrachtungsweise von Fox und Li ist aufschlußreich für die Entstehung des Grundmode; sie liefert jedoch kein einfaches Modell für die Entstehung der transversalen Moden. Wir wollen jetzt nach L. A. Vainshtein [3138] analytische Näherungslösungen für die transversalen Moden suchen; sie gelten im allgemeinen um so besser, je größer $a^2/l\lambda$ ist; die Übereinstimmung ist jedoch selbst für $a^2/l\lambda = 1$ noch sehr gut. Diese Ableitung liefert uns ein anschauliches Modell für den Aufbau der transversalen Moden.

Wir betrachten einen Resonator aus zwei Streifenspiegeln, die in x-Richtung die Breite $2a$ haben (Bild 9—9). Die beiden Spiegel stellen einen Wellenleiter in Form einer Streifenleitung dar für Wellen, die sich unter Vielfachreflexionen parallel zu den Spiegelflächen ausbreiten. Die Strahlen sind nahezu parallel zur z-Richtung, und es gilt für Resonanz:

$$\frac{l}{\cos\Theta} = q\,\frac{\lambda}{2}\,. \qquad q = 1, 2, 3, \ldots \tag{9—13}$$

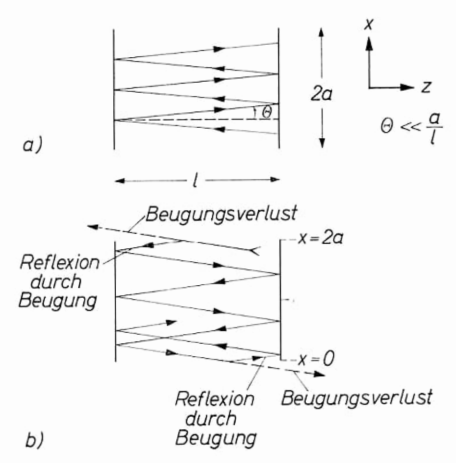


Bild 9—9 Entstehung der Moden durch Beugungsreflexion.

a) offener Streifenresonator als Streifenleitung für Energiefluß in x-Richtung
b) Durch Beugungsreflexion an den offenen Enden bleibt die Energie bis auf den Beugungsverlust gefangen. Im tatsächlichen Fall ist die Zahl der Spiegelreflexionen zwischen zwei Beugungsreflexionen sehr groß.

Wir betrachten nur solche Wellen, deren Frequenzen zwischen denen von zwei Grundmoden q und $q+1$ liegen:

$$l = \frac{\lambda}{2}(q + 2p) \qquad (9\text{—}14)$$

$$|2p| < 1 .$$

Am offenen Ende $2a$ wird die Welle gebeugt. Ein Teil der Energie wird durch Beugung teilweise reflektiert; ein anderer Teil der Energie wird als Beugungsverlust abgestrahlt. Die reflektierte Welle wird in gleicher Weise durch Beugung an der zweiten Begrenzung des offenen Resonators $x = 0$ teilweise reflektiert. Resonanzüberlagerung tritt dann auf, wenn sich ein geschlossener Umlauf ausbildet, dessen Laufstrecke ein Vielfaches der Wellenlänge ist. Die Resonanzfrequenzen ergeben sich ähnlich wie die eines bei $x \approx 0$ und $x \approx 2a$ geschlossenen Resonators.

Für die Ermittlung der Amplituden- und Phasenverteilung ist die Kenntnis der Reflexionsverhältnisse am offenen Ende nötig. Diese Beziehungen sind jedoch grundsätzlich aus der Theorie der Hohlleiter bekannt und können auf den optischen Fall erweitert werden. Wir wollen die Ableitungen hier nicht im einzelnen durchführen, sondern diskutieren die wichtigsten Lösungen [3138].

In den Rechnungen wird nur der Teil der durch Beugung reflektierten Welle berücksichtigt, der wieder in die alte Ausbreitungsrichtung $\pm\Theta$ führt. Bei der Reflexion durch Beugung tritt ein Teil der reflektierten Energie in höheren Beugungsordnungen auf mit $\Theta' \approx 2\Theta$, 3Θ ... Die Vernachlässigung dieser Anteile führt dazu, daß in den Näherungslösungen die Amplitudenkurven glatt sind, während die diesen Anteil enthaltenden numerischen Kurven von Fox und Li Wellen aufweisen. Diese entsprechen der in andere Richtungen gebeugten Energie und sind praktisch nicht von Interesse.

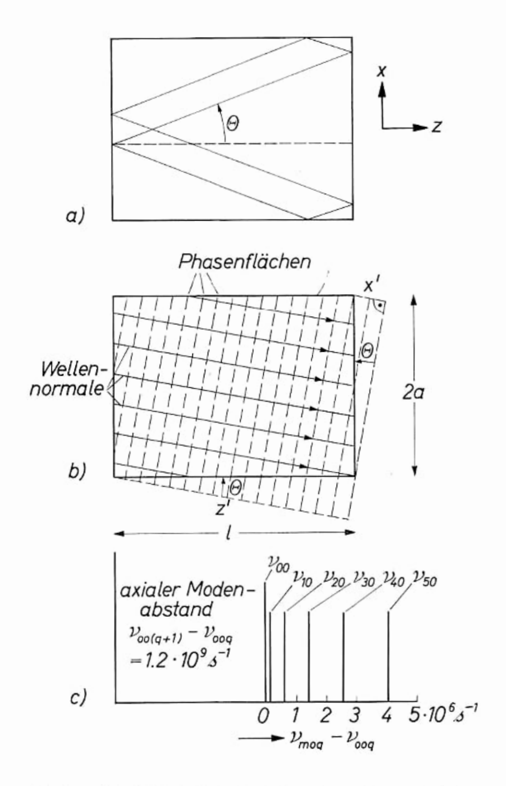


Bild 9—10 Resonanzen des geschlossenen Resonators.

a) Der Strahl eines Mode führt einen geschlossenen Umlauf aus unter Phasenerhaltung.

b) Vier unter den Winkeln $\pm\theta$ in $\pm$ z-Richtung umlaufende Wellen, von denen eine eingezeichnet ist, bauen im zweidimensionalen Resonator einen Mode auf. Für Resonanz muß x' und z' jeweils ein ganzzahliges Vielfaches von $\lambda/2$ sein.

c) Frequenzen der transversalen Moden eines geschlossenen Resonators, der einem Rubinstab von 7 cm Länge und 7 mm Durchmesser entspricht ($a^2/l\lambda = 450$)

a) Resonanzfrequenzen des geschlossenen Resonators

Wir berechnen zunächst die Resonanzfrequenzen eines bei $x=0$ und $x=2a$ mit reflektierenden Wänden versehenen geschlossenen, zweidimensionalen Resonators (Bild 9—10). Ein Strahl führt unter dem Winkel Θ gegen die Resonatorachse einen geschlossenen Umlauf aus. x' sei die Projektion der Endfläche auf die Strahlrichtung $x'=2a\sin\Theta$; z' sei die Projektion der Seitenfläche: $z'=l\cos\Theta$. Die Resonanzbedingungen der beiden Komponenten lauten:

$$\begin{aligned} x' &= 2a\sin\Theta = \frac{m\lambda}{2}\,; \ m \text{ Zahl der transversalen Nullstellen} \\ z' &= l\cos\Theta = \frac{q\lambda}{2}\,; \ q \text{ Zahl der longitudinalen Nullstellen.} \end{aligned} \tag{9—15}$$

Die Gesamtzahl der Nullstellen pro Durchgang ist $k=\dfrac{x'+y'}{\lambda/2}=m+q$.
Aus $\sin^2\Theta+\cos^2\Theta=1$ erhalten wir:

$$\left(\frac{2}{\lambda}\right)^2=\left(\frac{m}{2a}\right)^2+\left(\frac{q}{l}\right)^2 \tag{9—16}$$

als Resonanzbedingung. Entsprechend gilt für einen dreidimensionalen Umlauf mit m, n als Zahl der Nullstellen in x-, y-Richtung auf der Endfläche:

$$\left(\frac{2}{\lambda}\right)^2=\left(\frac{m}{2a}\right)^2+\left(\frac{n}{2a}\right)^2+\left(\frac{q}{l}\right)^2. \tag{9—17}$$

Der Frequenzabstand zweier Moden mit Ordnungsunterschieden $\varDelta q$, $\varDelta m$ und $\varDelta n$ folgt daraus zu

$$\varDelta\nu=\frac{c}{2l}\left[\varDelta q+\frac{1}{16}\left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)(2m\varDelta m+\varDelta m^2+2n\varDelta n+\varDelta n^2)\right]. \tag{9—18}$$

Da wir nur kleine Winkel Θ betrachten wollen, ist dabei in $a^2/l\lambda$ näherungsweise $\lambda\approx 2l/q$ einzusetzen.

Die Gleichungen (9—17, 9—18) geben näherungsweise für $\dfrac{a^2}{l\lambda}\gg 1$ die Frequenzen der transversalen Moden auch in offenen Resonatoren an [769]. Wir setzen z. B. $\varDelta q=0$, $\varDelta n=0$, $m=0$ und erhalten unter Berücksichtigung von $\mu>1$:

$$\varDelta\nu=\frac{c}{2l\mu}\,\frac{1}{16}\left(\frac{l\lambda}{\mu a^2}\right)\varDelta m^2. \tag{9—19}$$

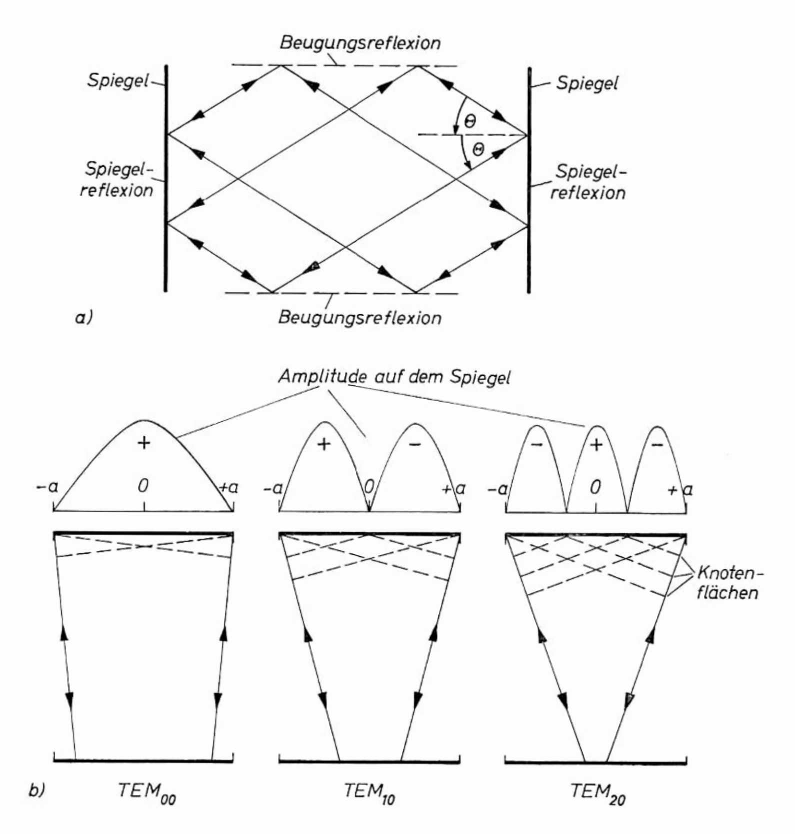
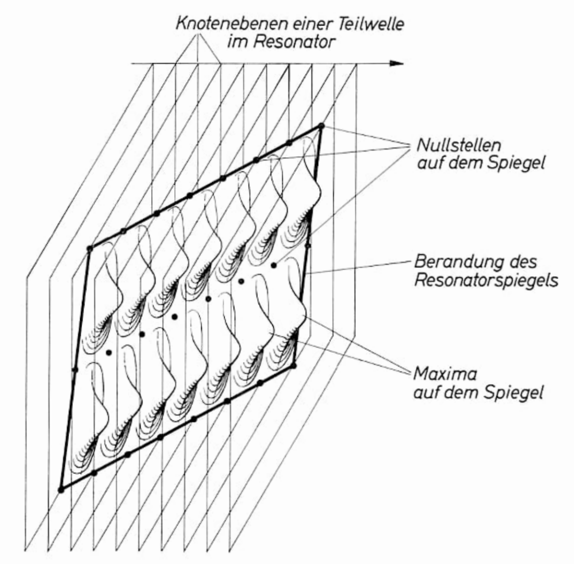


Bild 9—11 Modell für die Entstehung der transversalen Moden in einem blendenbegrenzten Resonator.

a) Der offene Resonator wird durch Beugungsreflexion geschlossen, so daß diskrete Resonanzen entstehen. In Wirklichkeit liegen beim Laserresonator zwischen zwei Beugungsreflexionen zahlreiche Spiegelreflexionen $\left(\theta \ll \frac{a}{l}\right)$.

b) Modell für die drei Moden niedrigster transversaler Ordnung im Streifenresonator. Die Amplituden der stehenden Wellen liefern auf dem Spiegel eine $\cos\,(m+1)\,\frac{\pi x}{a}$- bzw. $\sin\,(m+1)\,\frac{\pi x}{a}$-Verteilung. Sie entspricht der Amplitudenverteilung in einer Ebene, welche eine der laufenden resonanten Wellen schräg schneidet.
Bemerkenswert ist, daß der Grundmode in dieser Darstellung nicht *einer* senkrecht zu den Spiegeln laufenden Welle, sondern der Überlagerung von *zwei* schräg laufenden Wellen mit je einer Nullstelle auf den Spiegelrändern entspricht. Diese Kombination liefert einen kleineren Beugungsverlust als eine ebene Welle. Der Laufwinkel ist übertrieben groß gezeichnet. Die Darstellung kennzeichnet im dreidimensionalen Resonator TEM_{m0q}-Moden.



c) Modell für das Modenbild $TEM_{61\,q}$ im Resonator mit Rechteckspiegel. Das Modenbild entspricht der Amplitudenverteilung in der Spiegelebene beim Schnitt mit einer schräg dagegen laufenden resonanten Teilwelle. Die Resonanzbedingung bedeutet, daß alle vier Ecken des Spiegels die Welle in Knotenebenen treffen.

Für $\frac{\mu a^2}{l\lambda} \gg 1$ ist der Frequenzabstand der transversalen Moden niedriger Ordnung vom Grundmode sehr klein gegen den Abstand axialer Moden $\frac{c}{2l\mu}$. Bild (9—10c) zeigt das Modenspektrum eines Rubin-Lasers von 7 cm Länge und 7 mm Durchmesser ($\mu a^2/l\lambda = 450$). Bei

$$\begin{aligned} \Delta \nu_0 = \nu_{00(q+1)} - \nu_{00q} &= 1{,}2 \cdot 10^9\,\mathrm{s}^{-1} \text{ wird} \\ \nu_{10} - \nu_{00} &= 1{,}6 \cdot 10^5\,\mathrm{s}^{-1} \qquad (9\text{—}20) \\ \nu_{20} - \nu_{00} &= 6{,}6 \cdot 10^5\,\mathrm{s}^{-1}. \end{aligned}$$

Die transversalen Moden sind dicht um den Grundmode geschart und optisch nicht auflösbar. Mit Überlagerungsmessungen findet man Gesamtbandbreiten in der Umgebung von TEM_{00q} von 1 bis 20 MHz, die mit den erwarteten Werten bei Selektion weniger Moden niedriger Ordnung übereinstimmen [1008].

Bild (9—11) zeigt ein näherungsweises Modell für die transversalen Moden in einem offenen Resonator. Sie entstehen im Streifenresonator durch die Kombination von vier näherungsweise ebenen kohärenten

Wellen mit den Ausbreitungswinkeln $\pm \sin \Theta \approx \Theta = \frac{m}{2a} \frac{\lambda}{2}$. Für $m=1$ wird $\Theta = \pm \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2a}$; die Bündel unterscheiden sich um den Beugungswinkel einer ebenen Welle. Im dreidimensionalen Resonator entsteht der Mode durch Überlagerung von 8 Teilwellen.

Bei der Reflexion durch Beugung bleibt es zunächst offen, an welche Stelle in unserem Näherungsmodell die sie ersetzende reflektierende Fläche zu setzen ist. Für $\frac{a^2}{l\lambda} \gg 1$ können wir in guter Näherung, wie in diesem Abschnitt, reflektierende Flächen an der Berandung $x=0$ und $x=2a$ einsetzen. Für kleine Fresnelzahlen werden wir im folgenden Abschnitt genauere Lösungen angeben.

b) Analytische Näherungslösungen für offene, ebene Resonatoren

In Analogie zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in teilweise offenen Hohlleitern läßt sich das Problem der Quasimoden optischer, offener Resonatoren analytisch behandeln. Wir diskutieren im folgenden Näherungslösungen für die Eigenfunktionen und die Eigenwerte und benutzen dabei die von Vainshtein [3138] abgeleiteten Ergebnisse.

i) Streifenspiegel

Die Amplitudenfunktion für Streifenspiegel mit der Breite $2a$ in x-Richtung ergibt sich aus:

$$\mathrm{f}(x) = \cos\left[\frac{(m+1)\pi x}{2a} \frac{1}{1+\frac{\beta}{M}+\frac{i\beta}{M}}\right] \quad \text{für } m = 0, 2, 4, \ldots \tag{9–21}$$

$$\mathrm{f}(x) = \sin\left[\frac{(m+1)\pi x}{2a} \frac{1}{1+\frac{\beta}{M}+\frac{i\beta}{M}}\right] \quad \text{für } m = 1, 3, 5, \ldots \tag{9–22}$$

Dabei ist

$$\beta = \frac{\zeta\,(1/2)}{\sqrt{\pi}} = 0{,}824 \tag{9–23}$$

$\zeta(x)$ Riemannsche Zetafunktion.

$$M = \sqrt{8\pi N} = \sqrt{8\pi \frac{a^2}{l\lambda}}\,. \tag{9–24}$$

$f(x)$ ist komplex; der Absolutwert $|f(x)|$ liefert die Amplitudenverteilung der Welle auf dem Spiegel, $\operatorname{arc} f(x)$ die Phasenverteilung. m ist die transversale Ordnungszahl des Mode. Zur Bestimmung der Amplitude und Phase zerlegen wir $f(x)$ für gerade m in Real- und Imaginärteil:

$$f(x) = \cos \frac{A\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) - i A \frac{\beta}{M}}{\left(1 + \frac{\beta}{M}\right)^2 - \left(\frac{\beta}{M}\right)^2} \tag{9–25}$$

$$A = (m + 1) \frac{\pi x}{2a}$$

$$f(x) = \cos \left[B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) - i B \frac{\beta}{M} \right] \tag{9–26}$$

$$B = \frac{A}{1 + \frac{2\beta}{M}} = \frac{(m + 1)\pi x}{2a\left(1 + \frac{2\beta}{M}\right)}$$

$\cos(\alpha - \beta) = \cos\alpha \cos\beta + \sin\alpha \sin\beta$ liefert mit

$$\cos i x = \operatorname{Cos} x$$

$$\sin i x = i \operatorname{Sin} x$$

$$f(x) = \cos B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) \operatorname{Cos} B \frac{\beta}{M} + i \sin B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) \operatorname{Sin} B \frac{\beta}{M} \quad m \text{ gerade} \tag{9–27}$$

Mit $\operatorname{Cos}^2 x - \operatorname{Sin}^2 x = 1$ erhalten wir für den Absolutwert

$$|f(x)|^2 = [\operatorname{Re} f(x)]^2 + [\operatorname{Im} f(x)]^2$$

$$= \operatorname{Cos}^2 \frac{B\beta}{M} - \sin^2 B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) \quad m \text{ gerade} \tag{9–28}$$

und für das Argument:

$$\operatorname{tg}(\operatorname{arc} f(x)) = \frac{\operatorname{Im} f(x)}{\operatorname{Re} f(x)} = \operatorname{tg} B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) \operatorname{Tg} B \frac{\beta}{M} \quad m \text{ gerade} \tag{9–29}$$

Entsprechend ergibt sich für m ungerade:

$$f(x) = \sin B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) \operatorname{Cos} B \frac{\beta}{M} - i \cos B\left(1 + \frac{\beta}{M}\right) \operatorname{Sin} B \frac{\beta}{M} \quad m \text{ ungerade} \tag{9–30}$$

$$|\mathrm{f}(x)|^2 = \mathrm{Cos}^2\, B\frac{\beta}{M} - \cos^2 B\left(1+\frac{\beta}{M}\right) \qquad (9\text{—}31)$$

m ungerade

$$\mathrm{tg}\,\mathrm{arc}\,\mathrm{f}(x) = -\,\mathrm{ctg}\, B\left(1+\frac{\beta}{M}\right)\mathrm{Ctg}\, B\frac{\beta}{M} \qquad (9\text{—}32)$$

m ungerade.

Wir wollen zunächst untersuchen, wie die Amplitudenverteilungen für $N = a^2/l\lambda \gg 1$ aussehen. Für $a^2/l\lambda \gg (m+1)^2$ geht das Argument $\mathrm{Cos}\, B\frac{\beta}{M}$ gegen Null; ferner ist $\frac{\beta}{M} \ll 1$; da $\mathrm{Cos}\, 0 = 1$ ist, folgt:

$$|\mathrm{f}(x)| \approx \sqrt{1-\sin^2 A}$$

$$|\mathrm{f}(x)| \approx \cos(m+1)\frac{\pi x}{2a} \qquad \text{für } m \text{ gerade} \qquad (9\text{—}33)$$

$$|\mathrm{f}(x)| \approx \sin(m+1)\frac{\pi x}{2a} \qquad \text{für } m \text{ ungerade} \qquad (9\text{—}34)$$

Die Amplitudenverteilung ist in der Näherung großer Fresnelzahlen einfach sinus- bzw. cosinusförmig. Am Spiegelrand $(x = a)$ fällt die Amplitude auf Null. Moden gerader Ordnung haben ein Maximum in der Spiegelmitte, Moden ungerader Ordnung eine Nullstelle. Die Lichtverteilung ist dem Amplitudenquadrat proportional und variiert also mit $\sin^2\alpha$ bzw. $\cos^2\alpha$ über den Spiegelquerschnitt. Dies entspricht den qualitativen Überlegungen des vorigen Abschnitts.

Für kleine $a^2/l\lambda$ ergeben die Glieder mit β/M kleine Änderungen, derart, daß die Amplitude am Spiegelrand nicht verschwindet. In Bild (9—12) ist die Verteilung für $m = 0$ und in Bild (9—13) für $m = 1$ mit

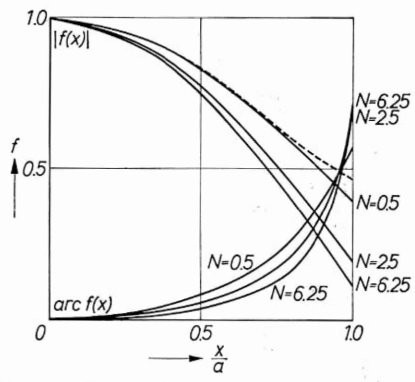


Bild 9—12 Näherungslösung der Amplitude und Phase für den Grundmode TEM_{00} (nach [3138]). Gestrichelt ist die numerische Lösung von FOX und LI für $N = 0{,}5$ eingezeichnet.

$N = 0{,}5$; $2{,}5$; und $6{,}25$ bzw. $N = 2$; 4; 10 aufgezeichnet. Gestrichelt ist für $N = 0{,}5$ die numerische Lösung von Fox undLi eingetragen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung der analytischen Näherung mit diesem genauen numerischen Ergebnis bis auf geringfügige Unregelmäßigkeiten ganz ausgezeichnet. Ebenfalls eingetragen ist in Bild (9—12) und (9—13) arc f(x). Für wachsendes N geht die Phase für den Grundmode über die ganze Spiegelfläche immer mehr gegen Null und ändert sich erst am Spiegelrand sprunghaft. Dies geht aus Gl. (9—29) und Gl. (9—32) hervor. Für große $a^2/l\lambda$ ist der Spiegel, abgesehen vom Rand, eine Fläche konstanter Phase.

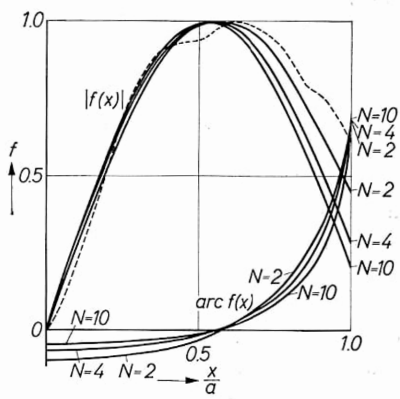


Bild 9—13 Näherungslösung der Amplitude und Phase für den ersten unsymmetrischen Mode TEM_{10} (nach [3138]). Gestrichelt ist die numerische Lösung von FOX und LI für $N = 2$ eingetragen.

Die analytische Rechnung liefert für die Resonanzfrequenz, die Beugungsverluste, und für die Phasenänderung Näherungsgleichungen. Wir hatten für die Welle als Resonanzbedingung gesetzt (Gl. 9—14):

$$l = \frac{\lambda}{2}(q + 2p). \qquad |2p| < 1$$

Dabei war q die Anzahl der Knoten auf der Resonatorlänge l für eine ebene Welle in Achsenrichtung. Die Resonanzfrequenz der Moden ergibt sich damit zu

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2l}(q + 2p). \tag{9—35}$$

Wegen $|2p| < 1$ liegen im Fabry-Perot-Resonator die Frequenzen aller transversaler Moden der gleichen axialen Ordnung zwischen denen von zwei benachbarten Grundmoden. Dementsprechend bleibt auch

der Ausbreitungswinkel Θ kleiner als der Resonanzwinkel für einen Wanderwellenmode mit der Frequenz eines Grundmode (siehe Kap. 8).

$\Phi = 2\pi p$ ist die Phasenverschiebung der Welle im Vergleich zu einer Welle mit $p = 0$. Die Näherungsrechnung liefert:

$$\Phi = 2\pi p = (m+1)^2 \frac{\pi^2}{2} \frac{M(M+2\beta)}{[(M+\beta)^2+\beta^2]^2}. \tag{9–36}$$

Einfache Umformungen liefern für die Resonanzfrequenz:

$$\nu_{mq} = \frac{c}{2l}\left[q + \frac{1}{16}\frac{l\lambda}{a^2}(m+1)^2 \frac{1+\frac{2\beta}{M}}{\left[\left(1+\frac{\beta}{M}\right)^2+\left(\frac{\beta}{M}\right)^2\right]^2}\right]. \tag{9–37}$$

Der Faktor $\dfrac{1+\frac{2\beta}{M}}{\left[\left(1+\frac{\beta}{M}\right)^2+\left(\frac{\beta}{M}\right)^2\right]^2}$ geht für große Fresnelzahlen gegen Eins. Für kleine $a^2/l\lambda$ ist er ein Korrekturfaktor gegenüber den Resonanzfrequenzen des geschlossenen Resonators (vgl. Gl. 9–18). Außerdem liefert die Rechnung die Abhängigkeit von der transversalen Ordnungszahl mit $(m+1)^2$ statt mit m^2 beim geschlossenen Resonator. Der Grund liegt darin, daß bereits der Grundmode $m=0$ des offenen Resonators eine Phasenverschiebung gegen die ebene Welle aufweist bzw. nach Bild (9–11) der ersten Transversalwelle des geschlossenen Resonators entspricht.

Für $a^2/l\lambda \gg 1$ ist das Spektrum der transversalen Moden gegeben durch

$$\nu_{mq} - \nu_{oq} = \frac{c}{2l}\frac{1}{16}\frac{l\lambda}{a^2}[(m+1)^2-1]. \tag{9–38}$$

Der Beugungsverlust δ_m folgt aus der Rechnung zu

$$\delta_m = 2\pi^2(m+1)^2 \frac{\beta(M+\beta)}{[(M+\beta)^2+\beta^2]^2}. \tag{9–39}$$

Einfache Umrechnungen liefern:

$$\delta_m = \frac{\sqrt{2\pi}\,\beta^2}{16}(m+1)^2\left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^{3/2} \frac{\left(1+\frac{\beta}{M}\right)}{\left[\left(1+\frac{\beta}{M}\right)^2+\left(\frac{\beta}{M}\right)^2\right]} \tag{9–40}$$

$$\frac{\sqrt{2\pi}\,\beta^2}{16} = 0{,}106.$$

Für $a^2/l\lambda \gg 1$ wird das Korrekturglied gleich Eins, und wir erhalten:

$$\delta_m = 0{,}106\,(m+1)^2 \left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^{3/2}. \tag{9—41}$$

Der Beugungsverlust steigt quadratisch mit der transversalen Ordnungszahl und kubisch mit reziprokem Spiegeldurchmesser an. Gl. (9–41) ist der von Fox und Li angegebenen Näherungsformel, Gl. (9—11), vergleichbar ($\delta_{00} = 0{,}207\,(l\lambda/a^2)^{1{,}4}$). Diese Beziehung wurde aus den numerischen Rechnungen für Kreisspiegel extrapoliert. Man sieht, daß für den zweidimensionalen Spiegel der Verlust erwartungsgemäß rund doppelt so hoch ist wie für Streifenspiegel (0,207 statt 0,106) und daß der Exponent 1,4 (statt 3/2) bei Fox und Li für große $a^2/l\lambda$ etwas zu niedrig liegt.

Die Näherungsrechnungen liefern einfache und übersichtliche analytische Ergebnisse, die auch für kleine $a^2/l\lambda$ eine für alle praktischen Fälle ausreichende Genauigkeit aufweisen. Wir haben den Fall eindimensionaler Streifenspiegel wegen seiner Übersichtlichkeit genauer diskutiert und geben im folgenden kurz die entsprechenden Lösungen für Rechteck- und Kreisspiegel an.

ii) Rechteckspiegel

Die Abmessungen des Rechteckspiegels seien $2a$ und $2b$. Für die Eigenfunktion $\mathrm{f}(x, y)$ gilt mit $\mathrm{f}_a(x)$ und $\mathrm{f}_b(y)$ als Eigenfunktion der äquivalenten Streifenspiegel:

$$\mathrm{f}(x, y) = \mathrm{f}_a(x) \cdot \mathrm{f}_b(y). \tag{9—42}$$

Dabei ist

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{f}_a(x) &= \cos\left[\frac{(m+1)\pi x}{2a}\,\frac{1}{1+\frac{\beta}{M_a}+\mathrm{i}\,\frac{\beta}{M_a}}\right] \\ \mathrm{f}_b(y) &= \cos\left[\frac{(n+)1\pi y}{2b}\,\frac{1}{1+\frac{\beta}{M_b}+\mathrm{i}\,\frac{\beta}{M_b}}\right] \end{aligned}\right\}\ \text{für } m, n = 0, 2\ldots \text{ gerade} \tag{9—43}$$

und

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{f}_a(x) &= \sin\left[\frac{(m+1)\pi x}{2a}\,\frac{1}{1+\frac{\beta}{M_a}+i\,\frac{\beta}{M_a}}\right] \\ \mathrm{f}_b(y) &= \sin\left[\frac{(n+1)\pi y}{2b}\,\frac{1}{1+\frac{\beta}{M_b}+i\,\frac{\beta}{M_b}}\right] \end{aligned}\right\}\ \text{für } m, n = 1, 3\ldots \text{ ungerade} \tag{9—44}$$

$$M_a = \sqrt{8\pi \frac{a^2}{l\lambda}}$$
$$M_b = \sqrt{8\pi \frac{b^2}{l\lambda}}. \tag{9—45}$$

Die Resonanzbedingung lautet:

$$l = \frac{\lambda}{2}(q + 2p_a + 2p_b) \tag{9—46}$$

$$|p_a| < \frac{1}{2}; |p_b| < \frac{1}{2}.$$

Analog zum Streifenspiegel folgt für die Resonanzfrequenzen:

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2l}\left[q + \frac{1}{16}\frac{l\lambda}{a^2}(m+1)^2 \frac{1 + \frac{2\beta}{M_a}}{\left[\left(1 + \frac{\beta}{M_a}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{M_a}\right)^2\right]^2}\right.$$
$$\left. + \frac{1}{16}\frac{l\lambda}{b^2}(n+1)^2 \frac{1 + \frac{2\beta}{M_b}}{\left[\left(1 + \frac{\beta}{M_b}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{M_b}\right)^2\right]^2}\right] \tag{9—47}$$

Für $a^2/l\lambda \gg 1$, $b^2/l\lambda \gg 1$ folgt:

$$\nu_{mnq} \approx \frac{c}{2l}\left[q + \frac{1}{16}\frac{l\lambda}{a^2}(m+1)^2 + \frac{1}{16}\frac{l\lambda}{b^2}(n+1)^2\right]. \tag{9—48}$$

Für den Beugungsverlust δ_{mn} gilt:

$$\delta_{mn}(x, y) = \delta_m(x) + \delta_n(y) \tag{9—49}$$

$$\delta_m(x) = 0{,}106\,(m+1)^2 \left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^{3/2} \frac{1 + \frac{\beta}{M_a}}{\left[\left(1 + \frac{\beta}{M_a}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{M_a}\right)^2\right]^2}$$
$$\delta_n(y) = 0{,}106\,(n+1)^2 \left(\frac{l\lambda}{b^2}\right)^{3/2} \frac{1 + \frac{\beta}{M_b}}{\left[\left(1 + \frac{\beta}{M_b}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{M_b}\right)^2\right]^2}. \tag{9—50}$$

Für $a^2/l\lambda \gg 1$, $b^2/l\lambda \gg 1$ folgt:

$$\delta_{mn} = 0{,}106 \left[(m+1)^2 \left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^{3/2} + (n+1)^2 \left(\frac{l\lambda}{b^2}\right)^{3/2} \right]. \qquad (9\text{—}51)$$

Bei quadratischen Spiegeln wird:

$$\delta_{mn} = 0{,}212 \left(\frac{l\lambda}{a^2}\right)^{3/2} [(m+1)^2 + (n+1)^2]. \qquad (9\text{—}52)$$

Für den Grundmode $m = 0$, $n = 0$ stimmt Gl. (9—52) wieder gut mit der Näherungsformel von Fox und Li überein.

iii) Kreisspiegel

Wir haben Kreisspiegel weniger hervorgehoben, da sie eine eigene Behandlung erfordern, während Streifen- und Rechteckspiegel innig zusammenhängen. Bei einem aus Kreisspiegeln gebildeten Resonator (Bild 9—4) vom Durchmesser $2a$ wird die Reflexion schräglaufender Wellen durch Beugung an einer kreisförmigen Begrenzung erzeugt. Die Eigenlösungen in Polarkoordinaten (r, φ) haben die typischen Symmetrieeigenschaften der Lösungen von Zylinderproblemen. Die Eigenlösungen sind für $l \gg \lambda$ in r und φ separierbar:

$$\mathrm{f}(r, \varphi) = g(r) \cos m\varphi. \qquad (9\text{—}53)$$

Die Lösungen sind periodisch in φ; $2m$ gibt die Zahl der Nullstellen auf einem Vollkreis an. Für die radiale Abhängigkeit gilt:

$$g(r) = I_m \left[(v_{m,n+1}) \frac{r}{a} \frac{1}{1 + \frac{\beta}{M} + i\frac{\beta}{M}} \right]. \qquad (9\text{—}54)$$

I_m ist die Besselfunktion m-ter Ordnung; $v_{m,n+1}$ ist die $(n+1)$-te Nullstelle dieser Besselfunktion. Für $a^2/l\lambda \gg 1$ folgt aus Gl. (9—54) für $|g(r)|$ vereinfacht:

$$|g(r)| \approx I_m \left(v_{m,n+1} \cdot \frac{r}{a} \right). \qquad (9\text{—}55)$$

Dies ist zu vergleichen mit der y-Abhängigkeit im Rechteckspiegel $|\mathrm{f}(y)| \approx \sin\left[(n+1)\frac{\pi}{2}\frac{y}{a}\right]$. Die $(n+1)$-te Nullstelle der Besselfunktion entspricht den Nullstellen der Sinusfunktion $(n+1)\pi$. Zur Unterscheidung von der Sinusfunktion sind die Nullstellen der Besselfunktion für

kleines Argument nichtäquidistant und abhängig von der Ordnung der Besselfunktion. Für großes Argument geht der Abstand der Nullstellen gegen π. Praktisch bedeutet dies, daß die Maxima der Moden bei Kreisspiegeln periodisch auf Kreisen um den Spiegelmittelpunkt angeordnet sind. Der Abstand der Kreise nimmt nach außen hin ab und ist abhängig von der Anzahl der Nullstellen auf einem Kreis. Die Amplitude der Maxima sinkt nach außen hin.

Für die Phasenverschiebung ergibt sich:

$$\Phi = 2\pi p = 2\,(v_{m,n+1})^2 \frac{M\,(M+\beta)}{[(M+\beta)^2+\beta^2]^2}\,. \tag{9–55}$$

Die Resonanzfrequenz folgt daraus zu:

$$\nu = \frac{c}{2l}\left[q + \frac{1}{16}\left(\frac{l\,\lambda}{a^2}\right)\frac{4\,(v_{m,n}+1)^2}{2}\;\frac{1+\dfrac{2\beta}{M}}{\left[\left(1-\dfrac{\beta}{M}\right)^2+\left(\dfrac{\beta}{M}\right)^2\right]^2}\right]. \tag{9–56}$$

Der Beugungsverlust δ_{mn} beträgt:

$$\delta_{mn} = 8\,v^2{}_{m,n+1}\,\frac{\beta\,(M+\beta)}{[(M+\beta)^2+\beta^2]^2}\,. \tag{9–57}$$

Der Beugungsverlust wird für große Ordnungszahlen näherungsweise identisch mit dem des quadratischen Resonators von gleichem Spiegeldurchmesser. Das gleiche gilt für die Resonanzfrequenzen.

9.6. Entartete Moden — Modenbilder des ebenen Resonators

Die Quasimoden offener Resonatoren sind bezüglich der Polarisation entartet. Moden gleicher Symmetrie, aber unterschiedlicher Polarisationsrichtung, haben gleiche Resonanzfrequenzen und Verluste. Diese Degeneration wird aufgehoben, wenn eine Störung auftritt, wenn z. B. ein Teil des Resonatorumfangs reflektierend ist.

Die Moden rechteckiger Resonatoren haben x-, y-Symmetrie, die von zylindrischen Resonatoren r-, φ-Symmetrie. In Bild (9–14a) sind Moden rechteckiger Resonatoren symbolisch dargestellt, in Bild (9–14b) Moden zylindrischer Resonatoren. Die Phase ist in benachbarten Maxima transversaler Moden jeweils um π verschieden.

Wegen der mn-Degeneration können Moden gleicher Symmetrie aber unterschiedlicher Knotenebene sich in symmetrischen Resonatoren zu

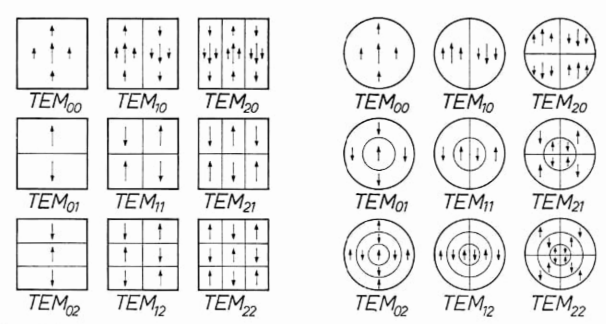


Bild 9—14 Symbolische Darstellung der transversalen Moden ebener Fabry-Perot-Resonatoren mit rechteckiger (a) und kreisförmiger (b) Resonatorbegrenzung (nach A. G. FOX u. T. LI [769]).

einem neuen Mode gleicher Frequenz addieren. In Bild (9—15) sind solche Moden schematisch aufgezeichnet.

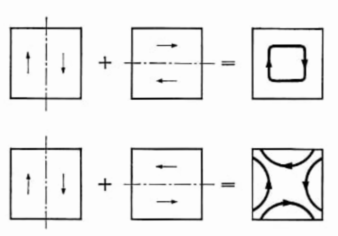
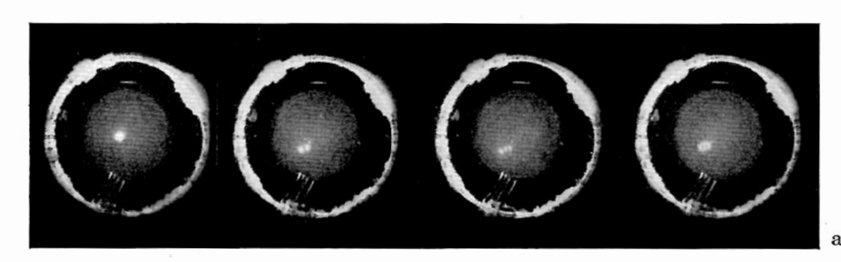


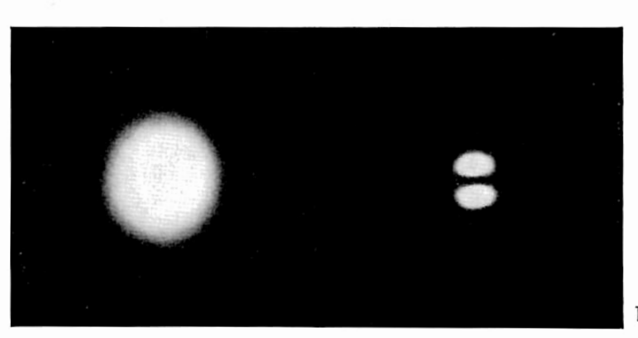
Bild 9—15 Synthese von Moden durch Addition von Quasimoden unterschiedlicher Knotenebene. Beispiel für entartete TEM_{10}-Moden im quadratischen Resonator (nach A. G. FOX u. T. LI [769]).

In der Praxis wirkt als beugende Öffnung meist nicht die Spiegelberandung, sondern eine Blende im Resonator, z. B. die Öffnung des Entladungsrohrs bei einem Gas-Laser mit äußeren Spiegeln. In diesem Fall ist für $2a$ der Durchmesser dieser Blende einzusetzen. Weiter treten häufig Störungen im Resonator auf, die die Symmetrie der Moden entscheidender beeinflussen als die Blendenberandung. So beobachtet man bei Gas-Lasern mit Brewsterfenstern trotz kreisförmiger Querschnittsbegrenzung des Resonators in der Regel Moden mit x-, y-Symmetrie. In Bild (9—16) sind einige experimentelle Aufnahmen der Moden von Fabry-Perot-Lasern dargestellt.

In einem Resonator mit quadratischem Querschnitt sind TEM_{mn}- und TEM_{nm}-Moden entartet, d. h., sie haben gleiche Frequenzen und Verluste. In der Praxis sind stets kleine Störungen vorhanden, die eine geringe Aufspaltung der Frequenzen erzeugen. Die Laserstrahlung enthält dann eng benachbarte Frequenzen, die in vielen Versuchen eine störende, niederfrequente Mischfrequenz beim Auftreffen auf einen Photodetektor erzeugen. Man umgeht diese Schwierigkeit in einem Multimode-Laser am einfachsten durch Einfügen einer Spaltblende in dem Resonator so, daß ein Laser mit Streifenspiegeln entsteht. In ihm sind nur TEM_{moq}-Moden existenzfähig, bei denen keine fast entarteten Frequenzen auftreten.



a



b

Bild 9—16 Moden eines kontinuierlichen Rubinlasers mit Fabry-Perot-Resonator.

a) Nahfeldaufnahmen nahe der Schwelle. Ummantelter Rubin von 2 mm Kerndurchmesser und 25 mm Länge; dielektrische Spiegel, 5% Transmission; Wasserkühlung; Quecksilber-Kapillarlampe in Ellipsoid; Modentyp: 00, 10, 20, 10 + 11.

b) Fernfeldaufnahmen für den Grundmode und den ersten Transversalmode bei hoher Pumpleistung (ungleiche Maßstäbe).
Dieser Resonator stellt nicht den Grenzfall eines ebenen, blendenbegrenzten Resonators dar. Thermische Gradienten führen zu einer effektiven Krümmung; außerdem ist der Resonator nicht durch Blenden begrenzt, sondern durch den Abfall der Verstärkung mit Übergang zur Absorption.

Fehler des Resonators oder Unregelmäßigkeiten des Reflektors können dazu führen, daß in der Frequenz entartete Moden mit in einem idealen Resonator unterschiedlichen Verlusten auch in den Verlusten entarten. In diesem Fall sind Kombinationen solcher Moden selbst wieder Moden des Resonators.

Selektive Prozesse wie „hole-burning“ oder räumlich konzentrierter Inversionsabbau (Kap. 7) können dazu führen, daß nicht entartete Moden gleicher oder ungleicher Frequenz im stationären Betrieb die gleiche Schwellbedingung haben; es tritt eine Art „Schwellentartung“ auf. Insbesondere kann der räumlich konzentrierte Inversionsabbau in Kristall-Lasern dazu führen, daß die Schwelle für eine Kombination von Moden niedriger liegt als für einen reinen Mode [491, 492]. Diese komplizierten Entartungserscheinungen sind von grundsätzlichem Interesse für das Verständnis der Laserfunktion in Multimode-Resonato-

ren. In der Praxis wird man jedoch stets bemüht sein, nur den Grundmode zu erzeugen. Das Auftreten von entarteten Modenkombinationen muß durch geeignete modenselektive Maßnahmen verhindert werden (Kap. 10).

9.7. Modenselektion bei geringer Linienbreite; Einfluß von Spiegelfehlern

Bei ebenen Fabry-Perot-Lasern erstreckt sich jeder Mode über den ganzen Querschnitt des aktiven Materials. Auch bei relativ hoher Fresnelzahl ist der Beugungsverlust groß genug, um in Lasern ausreichender Materialhomogenität eine starke Selektion des Grundmode zu erzeugen. In Gas-Lasern mit ebenen Spiegeln beobachtet man in der Regel bei genügender Parallelität der Spiegel nur die Grundmoden TEM_{00q}. Dies gilt, solange die Linienbreite groß gegen den Abstand axialer Moden $\frac{c}{2l}$ ist, so daß stets ein Grundmode in der Nähe der Linienmitte liegt.

Wenn die Linienbreite vergleichbar ist mit dem Abstand axialer Moden — dies läßt sich z. B. durch Verkürzen des Spiegelabstandes erreichen — dann versagt die Selektion, da ein Mode höherer Ordnung der Linienmitte näher liegen kann als der Grundmode, so daß

$$V_{mnq}(R-\delta_{mn}) > V_{00q}(R-\delta_{00}) \qquad (9\text{—}58)$$

ist.

Bei einer Änderung des Spiegelabstandes beobachtet man dann, daß der Laser nacheinander in verschiedenen, unter Umständen gleichzeitig in mehreren, transversalen Moden schwingt, bis wieder ein Grundmode auftritt. Bild (9—17) zeigt eine Reihe Fernfeldaufnahmen solcher Moden für einen He-Ne-Laser (6328 Å) von 12 cm Länge $\left(\frac{c}{2l} \approx 1250 \text{ MHz}; \Delta\nu \approx 900 \text{ MHz}\right)$ [2837].

Ähnliche Verhältnisse liegen für schwach gepumpte Rubin-Laser bei Resonatorlängen unter 1 cm vor (Rubin-Laser mit dielektrischen Spiegeln kann man bei Zimmertemperatur mit Längen bis herab zu etwa 5 mm betreiben). Bei Stickstofftemperatur ist die Linienbreite von Rubin so klein ($\Delta\nu \approx 12$ GHz), daß auch Stäbe von 7 cm Länge ($\frac{c}{2l}$ = 1,2 GHz) bei zufälliger Längenbemessung nicht automatisch im Grundmode schwingen.

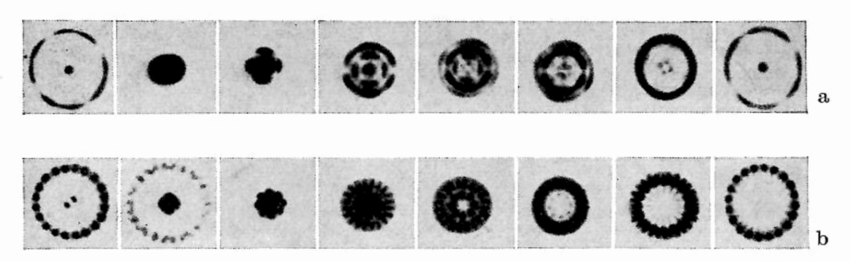


Bild 9—17 Fernfeld eines 12 cm langen ebenen Helium-Neon-Lasers mit Kreisspiegeln bei variablem Spiegelabstand (nach [2837] $\lambda = 1{,}153\ \mu$m).

a) mit 3 Watt
b) mit 18 Watt Pumpleistung
Die meisten Bilder entsprechen Kombinationen von Moden.

Die Bevorzugung des Grundmode bei genügender Modendichte verschwindet, wenn die Spiegel nicht genau parallel justiert sind. Bei Gas-Lasern von 1 m Resonatorlänge liegt die Toleranzgrenze bei etwa einer Bogensekunde. Eine Kippung der Spiegel über diesen Betrag hinaus führt dazu, daß der Verlust des TEM_{00}-Mode größer wird als der des TEM_{10}-Mode. Im allgemeinen ist für He-Ne bei 6328 Å der Verlust höherer Moden bereits so groß, daß der Laser nicht mehr mit äußeren Spiegeln betrieben werden kann. Bei höher verstärkenden Linien können mehrere Moden gleichzeitig auftreten, deren Verluste durch die Fehljustierung einander angenähert werden. Ihre gegenseitige Beeinflussung verursacht heftige Amplitudenschwankungen auf der Spiegelfläche, die andauern, wenn kein Mode deutlich kleinere Verluste hat als alle anderen [770]. Jeder einzelne Mode verliert seine Symmetrie bezüglich der Resonatorachse, so daß seine Verluste steigen. Bild (9—18) zeigt den veränderten Amplitudenverlauf des TEM_{00}- und TEM_{10}-Mode für Kippungen des Spiegels um Beträge bis zu $\lambda/36$ [770].

Der starke Einfluß so kleiner Dejustierungen zeigt, wie kritisch ein ebener Fabry-Perot-Resonator ist und welche hohen Forderungen an die Ebenheit der Spiegel gestellt werden müssen. Man muß vernünftigerweise eine Planität von $\frac{\lambda}{200}$ bis $\frac{\lambda}{100}$ verlangen. Das setzt voraus, daß alle anderen Komponenten gleich geringe optische Weglängendifferenzen aufweisen. In Kristallen ist dies im allgemeinen nicht der Fall, so daß z. B. ein Rubin-Laser mit ebenen parallelen Spiegeln nicht einen Fabry-Perot-Resonator der diskutierten Form darstellt. Seine optischen Weglängendifferenzen betragen 0,1 bis 10 λ. Wir können die Anordnung ersetzt denken durch ein homogenes Material zwischen Spie-

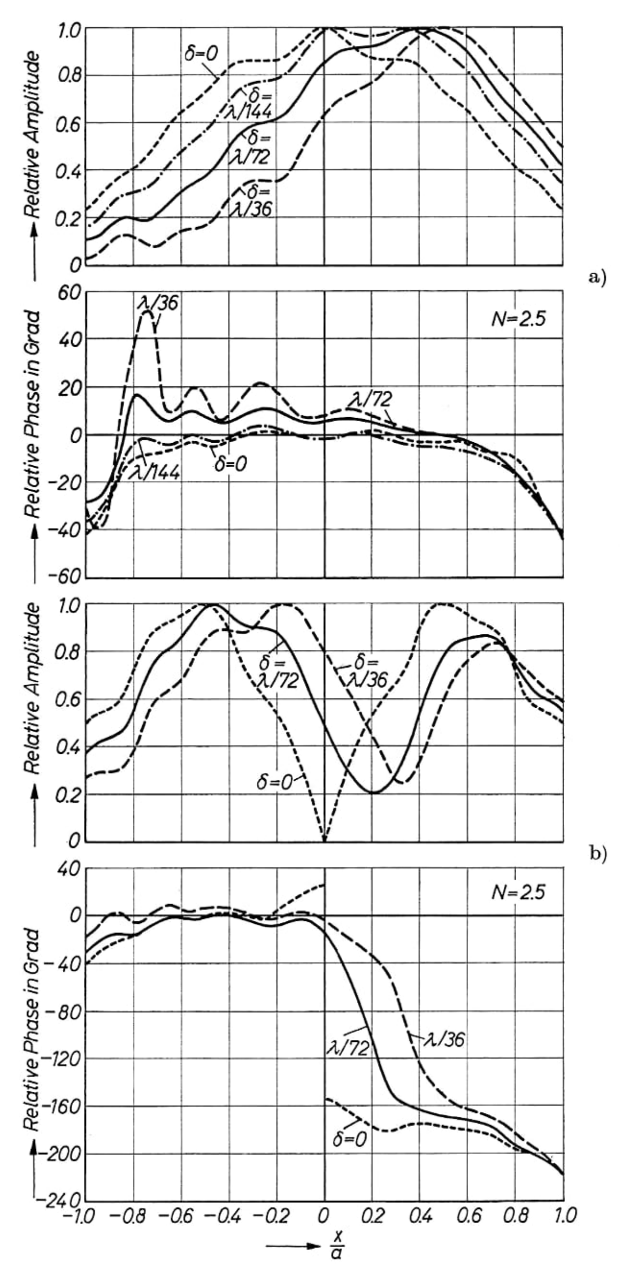


Bild 9—18 Einfluß geringer Spiegelverkippungen auf Amplituden- und Phasenverlauf der beiden Moden niedrigster transversaler Ordnung (nach A. G. FOX u. T. LI [770]).

a) TEM_{00} $\quad\delta$ = Abweichung von der Parallelität
b) TEM_{10}

Resonatorlänge 100 cm; $N = 2{,}5$; Streifenresonator. Der Schwerpunkt der Verteilung wandert zu der Seite mit dem größeren Abstand.

geln, die in dieser Größenordnung unregelmäßig gekrümmt und verkippt sind (Bild 9—19). Wir dürfen nicht erwarten, daß die Moden eines solchen Resonators genau den rechnerisch abgeleiteten gleichen. Ihr Charakter hängt ab von der Art und Größe der optischen Deformation.

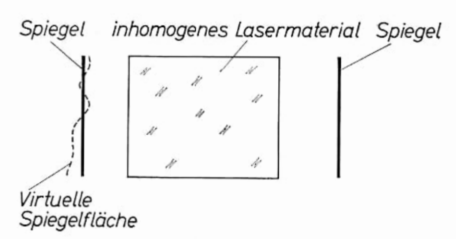
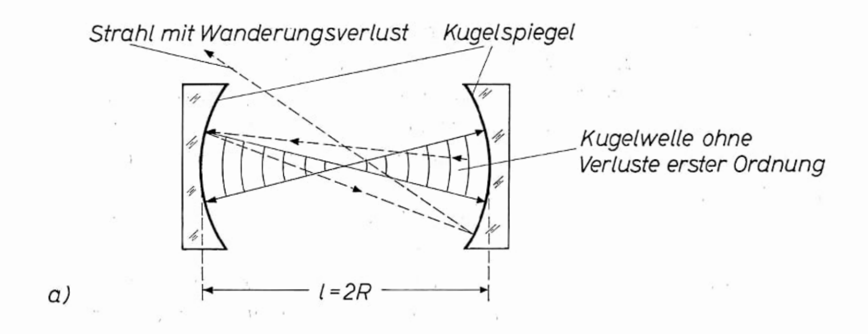


Bild 9—19 Inhomogenitäten des Lasermaterials wirken wie Unregelmäßigkeiten der Resonatorspiegel.

Die virtuelle Krümmung der Spiegel läßt den Resonator zu einem verallgemeinerten konfokalen Resonator werden, wie wir ihn in den nächsten Abschnitten beschreiben werden. Es ist möglich, daß in Teilgebieten des Resonators bei unregelmäßiger Krümmung ein Gebiet hoher Verluste vorliegt. Der Resonator kann dann in mehrere Teilresonatoren zerfallen, die durch inaktive Gebiete getrennt sind und die nahezu unabhängig voneinander schwingen, da in Festkörpern ein räumlicher Inversionsaustausch nicht möglich ist. In einem idealen Fabry-Perot-Laser ist ein solcher Zerfall nicht möglich, da sich jeder Mode über den ganzen Resonatorquerschnitt erstreckt.

9.8. Konzentrischer und hemikonzentrischer Resonator

Der Fabry-Perot-Resonator mit ebenen Spiegeln ist ein Grenzfall einer allgemeineren Klasse von Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln für unendlichen Krümmungsradius $\frac{l}{r} \to 0$. Ein ihm analoger Grenzfall mit endlicher Spiegelkrümmung ist der konzentrische Resonator nach Bild (9—20a) mit $\frac{l}{r} \to 2$. Der konzentrische Resonator zeichnet sich wie der ebene dadurch aus, daß nur eine Welle ohne Wanderungsverluste erster Ordnung existiert, und zwar hier die Kugelwelle aus dem Resonatorzentrum. Jeder Strahl, der nicht aus dem Zentrum kommt, wandert aus dem Resonator bzw. aus dem analogen Wellenleiter nach Bild (9—20b) seitlich heraus.



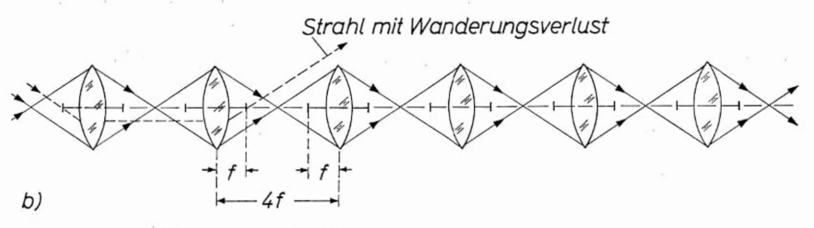


Bild 9—20 Konzentrischer Resonator (a); analoger konzentrischer Linsen-Wellenleiter (b). Es ist nicht notwendig, daß die Krümmungsradien bzw. Brennweiten gleich sind. Allgemeiner gilt: $l = R_1 + R_2$ oder $l = 2f_1 + 2f_2$.

Die Kugelwelle aus dem Zentrum liefert unter Berücksichtigung der Beugung den Grundmode des Resonators. Durch Beugungsreflexion am Spiegelrand entstehen wie im ebenen Resonator diskrete transversale Moden, hier aus Kugelwellen, deren Ursprung außerhalb des Kugelmittelpunktes liegt.

Wie in einem ebenen Resonator breitet sich jeder Mode über den ganzen Spiegelquerschnitt aus. Die Amplitudenverteilung ist für $a^2/l\lambda \gg 1$ modellmäßig gleich dem Schnitt einer Kugelwelle mit einer für $m, n \neq 0$ nichtkonzentrischen Kugelfläche.

Die analytische Behandlung zeigt, daß die Eigenfunktionen des konzentrischen und des ebenen Resonators in entsprechenden Koordinatensystemen identisch sind [1476]; die Resonanzfrequenzen und Verluste einander entsprechender Moden sind gleich. Wir können daher auf eine erneute Diskussion verzichten und verweisen auf die vorhergehenden Abschnitte.

Unterschiedlich ist der Verlauf der Eigenfunktion innerhalb des Resonators. Im Kugelzentrum des konzentrischen Resonators entspricht die Feldverteilung dem Fernfeld des ebenen Resonators, ist also proportional der Fouriertransformierten der Eigenfunktion auf dem Spie-

gel. Der Grundmode hat im Zentrum die geringste laterale Ausdehnung, entsprechend etwa dem Beugungsdurchmesser einer an der Berandung des Kugelspiegels gebeugten idealen Kugelwelle. Höhere transversale Moden haben eine größere laterale Ausdehnung; hieraus ergibt sich eine wichtige Möglichkeit zur Modenselektion durch Blenden (s. Kap. 10).

Die Ansprüche an die Justiergenauigkeit eines exakt konzentrischen Resonators sind gleich hoch wie bei einem ebenen Resonator.

Der konzentrische Resonator liegt bezüglich des Spiegelabstandes nach außen hin an der Grenze eines Bereiches kleiner Wanderungsverluste; für $l > 2R$ existiert kein Strahl ohne Verluste erster Ordnung — entsprechend einem nahezu ebenen Resonator mit nach innen gekrümmten Reflektoren mit großem Krümmungsradius (Bild 9—21a).

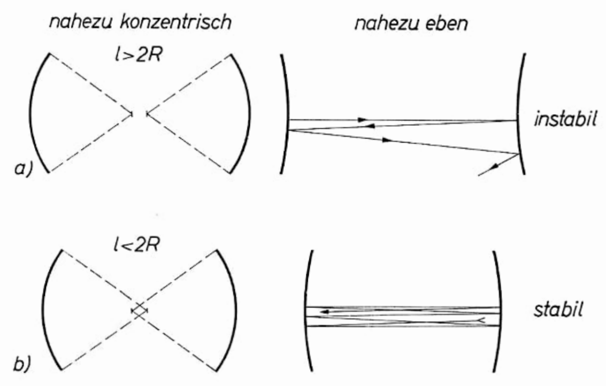


Bild 9—21 Stabile und instabile Resonatoren in der Nähe des konzentrischen und des ebenen Grenzfalles.

Für kleine Abweichungen von der genauen konzentrischen Stellung nach innen $l < 2R$ wird die Spiegeljustierung sehr viel unkritischer — entsprechend einem fast ebenen Resonator mit nach außen gekrümmten Spiegeln mit großem Krümmungsradius (Bild 9—21b). In diesem Fall ist es leicht, die zum Betrieb eines Gas-Lasers nötige Ausrichtung der Spiegel einzustellen; der sich ausbildende Mode hängt von der genauen Justierung ab.

Die wichtigste praktische Ausführungsform eines optischen Resonators stellt nach Bild (9—22) der hemikonzentrische Resonator dar, bei dem ein ebener Spiegel im Krümmungsmittelpunkt eines Kugelspiegels aufgestellt ist. Er entspricht völlig einem konzentrischen Resonator,

wenn der Durchmesser des ebenen Spiegels so groß ist, daß er zu keinem zusätzlichen Beugungsverlust führt. Der große Vorteil dieses Resonators liegt in der Unempfindlichkeit gegen eine Verkippung des ebenen Spiegels, da im Gegensatz zum ebenen oder konzentrischen Resonator eine Verdrehung des im Kugelzentrum aufgestellten Spiegels zu keiner Änderung der Resonatorform, sondern lediglich zu einer Verminderung der wirksamen Fläche des Kugelspiegels führt (s. Kap. 10).

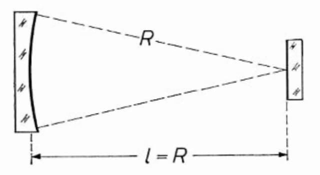


Bild 9—22 Hemikonzentrischer Resonator. In der Praxis wählt man wegen der Singularität der hemikonzentrischen Stellung den Spiegelabstand etwas kleiner als R; $l = R - \varepsilon$; $\varepsilon \ll R$.

Bei kontinuierlichen Festkörper-Lasern mit Außenspiegeln (Rubin, YAG : Nd^{3+}) ist es überaus auffallend, wie die in ebener oder konzentrischer Resonatordarstellung wegen mechanischer Schwingungen des Lasermaterials im Kühlwasserstrom stets auftretende Instabilität der Modenbilder und der Relaxationsschwingungen in der hemikonzentrischen Stellung verschwindet.

Für konzentrische Anordnungen ist auch die Bezeichnung „sphärischer Resonator“ üblich.

9.9. Allgemeine konfokale Resonatoren

Zwischen dem ebenen $\left(\frac{l}{r} = 0\right)$ und dem konzentrischen $\left(\frac{l}{r} = 2\right)$ Grenzfall existieren Resonatoren, in denen Strahlen keine Wanderungsverluste erster Ordnung aufweisen:

$$2 \geqslant \frac{l}{r} \geqslant 0 . \tag{9—59}$$

Wir bezeichnen den Spezialfall (Bild 9—23):

$$\frac{l}{r} = 1 \tag{9—60}$$

als konfokalen Resonator, und alle Resonatoren, die weit genug von den beiden Grenzfällen des ebenen und des konzentrischen Resonators entfernt sind, als allgemeine konfokale Resonatoren.

Für diese Resonatorklasse ist es kennzeichnend, daß es in ihnen nicht nur eine Welle, sondern unendlich viele Wellen gibt, deren Wanderungsverluste erster Ordnung Null sind.

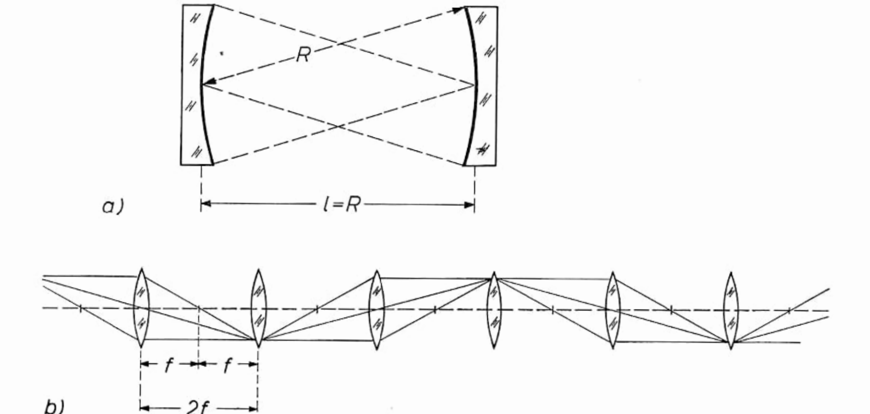


Bild 9—23 Konfokaler Resonator (a) und analoger konfokaler Linsen-Wellenleiter (b). Jeder Punkt der Spiegeloberfläche kann Ausgangspunkt einer Kugelwelle ohne Wanderungsverlust sein. In Bild (9—23b) ist eine Welle eingezeichnet. Solche Wellen entsprechen *nicht* den Eigenmoden des offenen konfokalen Resonators.

Die transversalen Moden werden für $a^2/l\lambda \gg 1$ nicht wie im ebenen Resonator durch Beugung an der Resonatorbegrenzung erzeugt, sondern sind Resonanzmoden des Spiegelsystems. In diesem Sinn entspricht der konfokale Resonator für die Moden hoher Güte eher einem geschlossenen als einem offenen Resonator. Die Beugungsverluste führen dazu, daß unter den unendlich vielen Resonanzmoden ein diskreter Satz mit minimalen Abstrahlungsverlusten existiert, welcher die Quasimoden darstellt.

Weiter ergibt sich, daß die transversalen Moden nicht den ganzen Resonatorquerschnitt erfüllen können; es existieren kaustische Flächen, welche für $a^2/l\lambda \gg 1$ jeden Mode auf einen bestimmten, mit der transversalen Ordnung wachsenden Querschnitt begrenzen. Diese Eigenschaft führt zu extrem niedrigen Abstrahlungsverlusten für den Grundmode.

Bevor wir die Eigenschaften konfokaler Resonatoren näher untersuchen, wollen wir noch einige allgemeine Regeln aufstellen, die ein Spiegelsystem erfüllen muß, damit es als optischer Resonator mit kleinen Verlusten verwendet werden kann.

i) Es muß Strahlenbündel mit endlichem Querschnitt ohne Verluste erster Ordnung geben.

ii) Es muß $\frac{a_1 a_2}{l\lambda}$ mindestens in der Größenordnung von Eins sein, damit die Beugungsverluste erträglich bleiben.

Für ein System aus zwei Spiegeln gilt als Minimalforderung, daß entweder der Krümmungsmittelpunkt eines Spiegels oder dieser Spiegel selbst, jedoch nicht beide, die Achse des Resonators zwischen dem zweiten Spiegel und dessen Krümmungsmittelpunkt schneiden [2631]. Die Achse des Systems ist dabei durch die Verbindungsgerade der Krümmungsmittelpunkte gegebenen. Bild (9—24a) zeigt eine Reihe von Resonatoren mit hohen und mit niedrigen Verlusten nach dieser Regel, Bild (9—24b) ein Diagramm zur Beurteilung der Stabilität und der Verluste erster Ordnung [770].

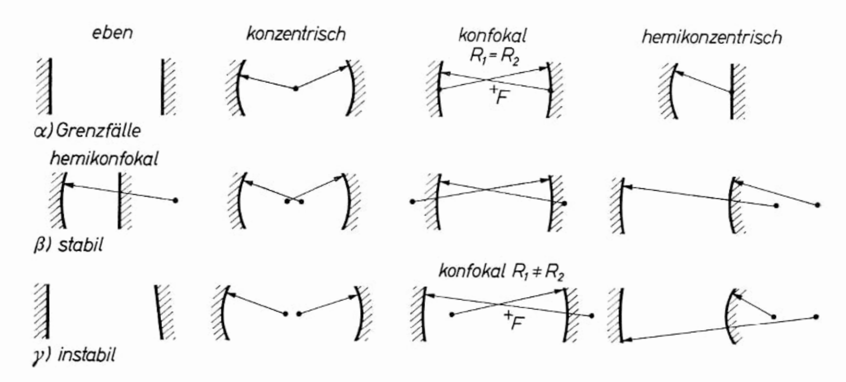
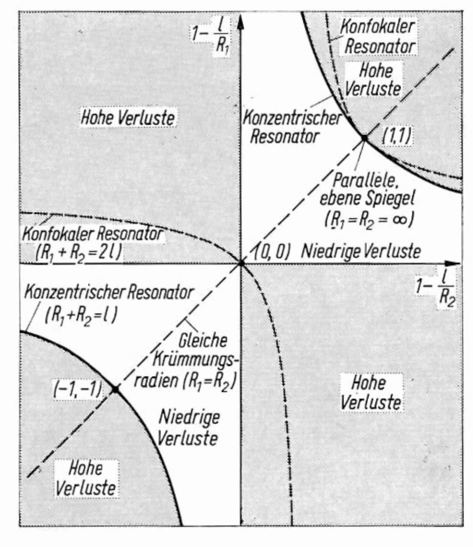


Bild 9—24 Beurteilung von Resonatoren nach der Existenz von Strahlen ohne Wanderungsverluste erster Ordnung.

a) Schematische Darstellung

α) Grenzfälle
β) stabil
γ) instabil



b) Gebiete hoher und niedriger Verluste erster Ordnung für allgemeine Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln (nach A. G. FOX u. T. LI [770]). Resonatoren mit gleichen Spiegelradien liegen auf der Geraden $x = y$; der Punkt (0, 0) entspricht dem konfokalen, der Punkt (+ 1, + 1) dem ebenen, der Punkt (— 1, — 1) dem konzentrischen Resonator.

Ein Nachteil von Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln ist die Existenz einer Resonatorachse in Fällen, wo auch die Verstärkung des Lasermaterials eine axiale Symmetrie hat, die für eine optimale Justierung mit der Resonatorachse zur Deckung gebracht werden muß. Bei abbildend gepumpten Kristall-Lasern (Kap. 14) verliert man dadurch einen Freiheitsgrad, wenn die Spiegelflächen direkt auf dem Lasermaterial aufgebracht sind.

9.10. Begrenzter Modenquerschnitt des allgemeinen konfokalen Resonators

In ebenen oder konzentrischen Resonatoren dehnt sich jeder Mode über die gesamte Spiegelfläche aus. Bei gekrümmten Spiegeln ist im allgemeinen jeder Mode nur in einem allein durch den Spiegelradius und die Wellenlänge gegebenen Fleckdurchmesser um die Resonatorachse existenzfähig. Wir wollen uns diese nicht ohne weiteres verständliche Eigenschaft veranschaulichen.

In Bild (9—25) ist ein Resonator mit gekrümmten Spiegeln aufgezeichnet. Von einem Punkt (x, y) auf dem Spiegel 1 in der Nähe der Achse möge ein Strahl ausgehen, der den Spiegel 2 im Punkt (x', y') schneidet.

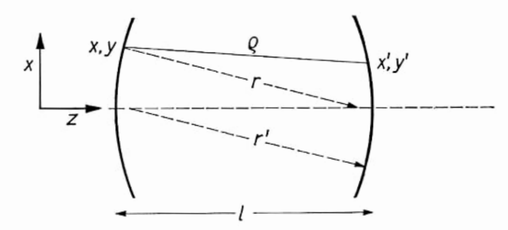


Bild 9—25 Abschätzung der Fleckgröße für den Grundmode. Es muß $\varrho\,(x, y, x', y') = l + \varepsilon$ sein.

Für den Abstand der beiden Punkte gilt in quadratischer Näherung, also ohne Unterscheidung von sphärischen, parabolischen oder ellipsoiden Flächen:

$$\varrho = l - \frac{1}{l}\left[xx' + yy' - \left(1 - \frac{l}{r}\right)\frac{x^2 + y^2}{2} - \left(\frac{1-l}{r'}\right)\frac{x'^2 + y'^2}{2}\right]. \qquad (9\text{—}61)$$

Wir beschränken uns auf eine Ebene $(y = y' = 0)$ und auf gleiche Spiegelradien $r = r'$ und erhalten:

$$\begin{aligned}\varrho - l &= \frac{1}{2\,r\,l}\,[(x^2 + x'^2)(r-l) - 2\,r\,x\,x'] \\ &= \frac{1}{2\,r\,l}\,[(x+x')^2(r-l) - 2\,x\,x'(2\,r-l)] \\ &= \frac{1}{2\,r\,l}\,[(x-x')^2(r-l) - 2\,x\,x'\,l].\end{aligned} \tag{9–62}$$

Mit wachsendem Achsenabstand x, x' weicht der Abstand von Spiegelungspunkten zunehmend von l ab.

Wir wollen zunächst die Bedingungen für einen Grundmode suchen, der auf der Spiegelfläche nahezu konstante Phase hat. Für ihn muß die Resonanzbedingung gelten, daß alle von x ausgehenden Strahlen innerhalb einer zulässigen Abweichung ε den gleichen Abstand zum zweiten Spiegelungspunkt x' haben:

$$\varrho - l = \varepsilon. \tag{9–63}$$

Es ist vernünftig anzunehmen, daß ε in der Größenordnung von λ sein muß, und wir setzen zunächst willkürlich:

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{\pi}. \tag{9–64}$$

Damit erhalten wir den Bereich (x, x'), innerhalb dessen ein Grundmode auftreten kann.

Für den konfokalen Resonator gilt mit $r = l$:

$$x x' = \varepsilon\, r. \tag{9–65}$$

Für unsymmetrische Fleckgrößen ist nur das Produkt der Fleckgrößen durch die Resonanzbedingung festgelegt. Wenn wir zulassen, daß auf einem der Spiegel der Mode beliebig stark um die Achse gebündelt ist, dann kann er sich auf dem anderen Spiegel bis zum Rand ausbreiten.

Ein solcher Mode ist jedoch im allgemeinen kein echter Mode des Resonators, da seine Abstrahlungsverluste höherer Ordnung größer sind als die eines Mode, bei dem die Fleckgröße auf beiden Spiegeln gleich ist. Unter allen möglichen Grundmoden des Resonators ist derjenige der gesuchte diskrete Quasimode, dessen Verluste am kleinsten sind. Bei gleich großen Spiegeln wird diese Forderung durch einen symmetrischen Mode erfüllt. Wir erhalten also für diesen wichtigsten Fall die zusätzliche Bedingung:

$$|x| = |x'|. \tag{9–66}$$

Jetzt können wir für den so definierten Grundmode leicht die Fleckgröße ermitteln und erhalten:

a) konfokaler Resonator ($r=l$)

$$x x' = | x |^2 = | \varepsilon r | = \sqrt{\frac{r \lambda}{\pi}} = w_0 . \tag{9—67}$$

Der Grundmode ist auf einen Bereich von der Größenordnung des geometrischen Mittels aus Wellenlänge und Spiegelabstand beschränkt. w_0 ist der „Fleckradius" auf dem Spiegel. Er ist vom Spiegeldurchmesser unabhängig.

b) konzentrischer Resonator

$$(x + x')^2 = 4 r \varepsilon . \tag{9—68}$$

Für $x = -x'$ kann die Fleckgröße beliebig groß werden; für $x = +x'$ ist die Begrenzung die gleiche wie im konfokalen Fall.

c) Resonator zwischen konfokaler und konzentrischer Anordnung

Für $x = -x'$ erhalten wir:

$$x^2 = \frac{\varepsilon r l}{2r - l}$$

$$x = w_0 \sqrt{\frac{l}{2r - l}} . \tag{9—69}$$

Bei festem Krümmungsradius wächst die Fleckgröße, von der konfokalen Stellung ausgehend, mit wachsendem Spiegelabstand an und divergiert für die konzentrische Stellung. Diese „Explosion" des Modenbildes bei Annäherung an die konzentrische Stellung läßt sich experimentell sehr schön beobachten.

d) Resonator zwischen konfokaler und ebener Anordnung

Wir setzen $x' = x + \Delta x$; $\Delta x \ll x$ und erhalten mit $xx' \approx x^2$

$$x^2 = r \varepsilon + \Delta x^2 \frac{r - l}{l} . \tag{9—70}$$

Die Fleckgröße wächst, von der konfokalen Stellung ausgehend, wieder an und divergiert für den ebenen Resonator.

Die höheren transversalen Moden erhalten wir in einfacher Weise, indem wir zulassen, daß die Spiegelfläche nach Bild (9—26) eine vom Punkt x ausgehende Kugelwelle exzentrisch schneidet, so daß die Feldverteilung auf dem Spiegel Nullstellen hat. Wie für den Grundmode

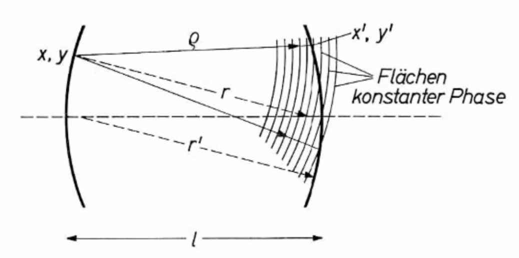


Bild 9—26 Abschätzung der Fleckgröße transversaler Moden der Ordnung m. Es muß $\varrho\,(x, y, x', y') = l + (2m + 1)\,\varepsilon$ sein.

gilt, daß von allen möglichen transversalen Moden gegebener Ordnung derjenige als Resonatormode auftritt, der die geringste Abstrahlung hat — im Normalfall also derjenige mit gleichem Fleckdurchmesser auf beiden Spiegeln. Die Resonanzbedingung lautet jetzt mit m als transversaler Ordnungszahl

$$\varrho - l = (2m + 1)\,\varepsilon. \qquad (9\text{—}71)$$

Daraus ergibt sich für die Abhängigkeit der Fleckgröße von der transversalen Ordnung beim konfokalen Resonator

$$w = w_0 \sqrt{2m + 1}\,. \qquad (9\text{—}72)$$

Die Fleckgröße wächst für $m \gg 1$ mit der Wurzel aus der transversalen Ordnungszahl an. Der Grundmode hat die kleinste Ausdehnung.

9.11. Kaustiken des konfokalen Resonators

Wir können uns Strahlengänge im allgemeinen konfokalen Resonator geometrisch nach Bild (9—27) veranschaulichen und nach Vainshtein auf bekannte Reflexionsgesetze der Ellipse zurückführen [426].

Wir betrachten statt eines offenen Resonators mit zwei Spiegeln einen geschlossenen elliptischen Resonator. Hier gelten zwei Sätze:

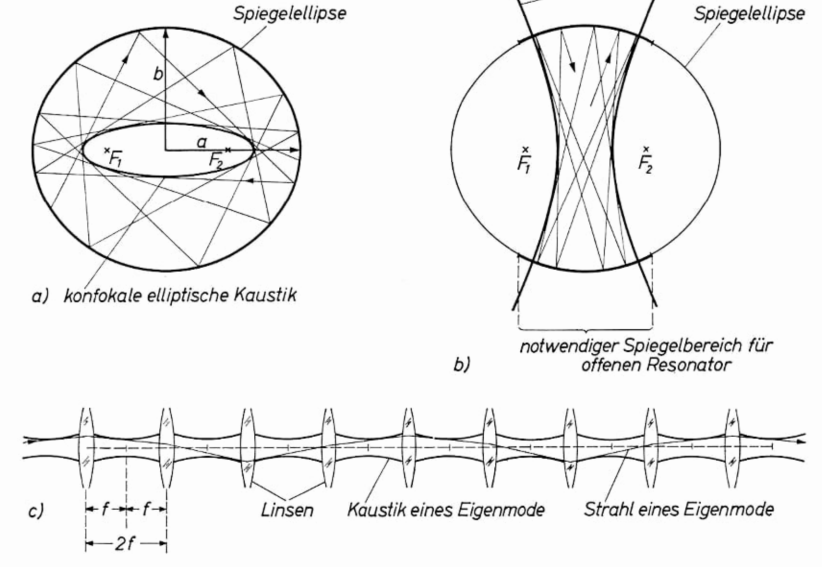


Bild 9—27 Kaustische Flächen für Strahlen in geschlossenen elliptischen Spiegeln

a) Strahlen, die außerhalb der Brennpunkte die große Halbachse schneiden, führen zu „Flüstermoden" geschlossener Resonatoren.

b) Strahlen, die innerhalb der Brennpunkte die große Achse schneiden, führen zu den Quasimoden offener, allgemeiner konfokaler Resonatoren.
Zweimalige Tangierung des gleichen Kaustikzweigs führt zur „Reflexion an der Kaustik nach innen". Weglassen des schwach gezeichneten Resonatorteils beeinflußt den Strahlengang nicht. Für den durch die eingezeichnete Kaustik begrenzten Mode wirkt in erster Näherung der offene Resonator wie der geschlossene.
Die kaustische Hyperbel hat die Gleichung $\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$ mit a als Taillenradius.
Für b gilt: $b^2 = a^2 + e^2$ mit e als halbem Brennpunktabstand. Es ist $b = \frac{l}{2}$ und $r = \frac{a^2}{b}$. Aus diesen Beziehungen folgen die weiteren Relationen.

c) Konfokaler Wellenleiter. Im Rahmen der geometrischen Optik bleibt ein Strahl, der innerhalb der Kaustik eingespeist wird, stets innerhalb dieser Begrenzung. Für die Fortpflanzungsmoden gilt, daß eine Welle an jeder Linse mit der gleichen Phasenverteilung auftritt, wenn sie innerhalb der für den betreffenden Mode gültigen Kaustik, d.h. mit der richtigen Fleckgröße und Länge der Taille, eingespeist wird. Bei Verstoß gegen diese Regel tritt zwar kein Verlust erster Ordnung auf; die Phasenverteilung ist dann jedoch zunächst nicht periodisch, bis die außerhalb der Eigenmode-Kaustik gelegenen Wellenanteile durch ihre höheren Beugungsverluste ausgestorben sind.

a) Strahlen, welche die große Achse zwischen Brennpunkt und Wand schneiden, bleiben auf dieses Gebiet beschränkt und tangieren bei jeder Reflexion eine zur Spiegelellipse konfokale elliptische Kaustik (Bild 9—27a). Solche Strahlengänge führen zu „Flüstermoden" totalreflektierender Resonatoren (Kap. 8) und werden für Beleuchtungsanordnungen ausgenützt (Kap. 14), interessieren hier aber weniger.

b) Strahlen, welche die große Achse zwischen den Brennpunkten schneiden, bleiben auf ein Gebiet beschränkt, das durch zwei zur Ellipse konfokale hyperbolische Kaustiken begrenzt wird. Sie tangieren die Kaustik teilweise außerhalb der Ellipse, d. h., es sind Mehrfachreflexionen möglich, bevor der Strahl an einer Kaustik „reflektiert" wird. Man kann die Spiegel außerhalb des Durchstoßungspunktes der Kaustik entfernen, ohne den Strahlengang zu beeinflussen, und erhält einen offenen Resonator (Bild 9–27b). Wegen der Beugung reicht das Feld über die Kaustik hinaus, so daß der Spiegel etwas größer gewählt werden muß, um die Abstrahlung klein zu halten.

Die Moden allgemeiner konfokaler Resonatoren mit $a^2/l\lambda \gg 1$ entsprechen solchen durch Kaustiken begrenzten, zwischen den Spiegeln hin- und herwandernden Strahlen. Im Rahmen der üblichen Abmessungen ist dabei keine Unterscheidung zwischen den kaustischen Flächen elliptischer und sphärischer Spiegel notwendig.

Im Inneren des allgemeinen konfokalen Resonators hat der Mode einen hyperbolisch verjüngten Querschnitt. In symmetrischen Resonatoren liegt die engste Stelle in der Resonatormitte.

Aus den Resonanzbedingungen ergeben sich Quantisierungsbedingungen für die Lage der Kaustik [426]: Für die engste Stelle der Kaustik gilt:

$$x_0 = \pm \sqrt{\frac{l\lambda}{2\pi}\left(m+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{2r}{l}-1\right)^{\frac{1}{2}}}\,. \qquad (9–73)$$

Der Durchmesser $2x_0$ der Kaustik an ihrer engsten Stelle ist für den Grundmode $\sqrt{2}$-fach kleiner als der Taillendurchmesser nach G. D. Boyd und J. P. Gordon (s. unten). Der Unterschied rührt daher, daß unsere jetzige strahlengeometrische Betrachtung die Begrenzung der Energie liefert, während die Wellenbetrachtung von Boyd und Gordon die Amplitudenumhüllende ergibt.

Für den Schnittpunkt der Kaustik auf dem Spiegel gilt im konfokalen Resonator ($l = r$):

$$\left(\frac{x'}{x_0}\right)^2 = \frac{2-\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{r\pi}}{1-\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{r\pi}}\,. \qquad (9–74)$$

Für Moden nicht allzu hoher transversaler Ordnung ist mit $r = l$ der Fleckdurchmesser x' auf dem Spiegel $\sqrt{2}$-fach größer als in der Resonatormitte, und die Fleckgröße wächst mit der Wurzel aus der transver-

salen Ordnung an, wie wir weiter oben bereits abgeschätzt hatten. Allgemein gilt für $r \neq l$:

$$\left(\frac{x'}{x_0}\right)^2 = \frac{r\,l - x_0^{\,2}}{r\,l - (l/_2)^2 - x_0^{\,2}} \text{ mit } x_0 \text{ nach Gl. (9–73).} \qquad (9\text{–}74\text{a})$$

Die bisherigen qualitativen Betrachtungen zeigen, daß modellmäßig konfokale und ebene (konzentrische) Resonatoren wesentlich unterschiedlich sind. Die für offene, ebene Resonatoren typische Erzeugung diskreter Moden durch Beugungsreflexion spielt bei konfokalen Resonatoren erst eine Rolle, wenn die Spiegel in die Größenordnung der Fleckgröße für den Grundmode kommen. Dann gilt auch nicht mehr die Beziehung für die unterschiedliche Fleckgröße der transversalen Moden. Im Normalfall mit $a^2/l\,\lambda \gg 1$ entsprechen die Moden des konfokalen Resonators weitgehend Resonanzmoden eines geschlossenen Resonators, wobei durch die verbleibenden Verluste diskrete Moden aus den unendlich vielen Moden des seitlich offenen, gekrümmten Resonators ausgewählt werden.

Von allen möglichen Grundmoden hat im symmetrischen Resonator der mit gleicher Fleckgröße auf beiden Spiegeln den kleinsten Beugungsverlust und ist damit ein diskreter Mode des offenen Resonators. Dies gilt, solange die beidseitig beugenden Öffnungen gleich groß sind; bei ungleichen Spiegeln hat ein Grundmode die höchste Güte, der auf dem kleineren Spiegel eine kleinere Fleckgröße, auf dem größeren eine größere Fleckgröße als w_0 hat. Ähnliche Unsymmetrien bestehen, wenn die Spiegelradien ungleich sind. Bild (9–28) zeigt die Fleckgröße des

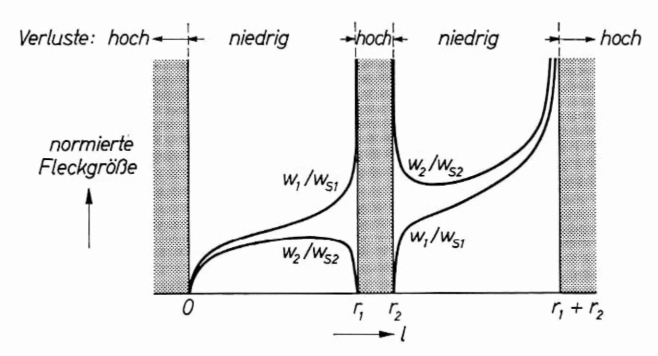


Bild 9—28 Fleckgröße in einem allgemeinen konfokalen Resonator (nach G. D. BOYD u. H. H. KOGELNIK [325]); w_1 und w_2 sind die Fleckgrößen auf den beiden Spiegeln mit den Krümmungsradien r_1 und r_2. Sie sind normiert auf die „konfokale" Fleckgröße $w_{S_1} = \sqrt{\frac{r_1\lambda}{\pi}}$; $w_{S_2} = \sqrt{\frac{r_2\lambda}{\pi}}$.

diskreten Grundmode auf beiden Spiegeln eines Resonators mit ungleichem Krümmungsradius in Abhängigkeit vom Spiegelabstand. Die Fleckgrößen sind stark unterschiedlich in der Nähe der konfokalen Stellung $d = 1/2\,(r_1 + r_2)$. Für $d = r_1$ und $d = r_2$ divergiert jeweils eine Fleckgröße. Das Gebiet, das die konfokale Stellung enthält, hat ebenso wie das überkonzentrische Gebiet $d > r_1 + r_2$ hohe Verluste. Dazwischen liegt, ebenso wie zwischen $0 < d < r_1$, ein Gebiet niedriger Verluste. Der konfokale Resonator mit gleichen Spiegeln ist eine singuläre stabile Lösung.

Die Fleckgröße ist etwa ein Maß für die Beugungsverluste, so daß man aus Bild (9—28) auch die Abhängigkeit der Beugungsverluste von der Spiegelform qualitativ ablesen kann.

9.12. Eigenfunktionen des konfokalen Resonators ($r = l$)

Die Eigenfunktionen konfokaler Resonatoren lassen sich nach G. D. Boyd und J. P. Gordon [324] in guter Näherung analytisch darstellen.

a) Amplitude und Phase auf den Spiegeln

Die analytische Behandlung liefert für einen symmetrischen konfokalen Resonator mit quadratischen Blenden auf den Endflächen näherungsweise die Amplitudenverteilung:

$$A_{m,n}(x, y) = C_{m,n}\, H_m\left(\sqrt{2}\,\frac{x}{w_0}\right) H_n\left(\sqrt{2}\,\frac{y}{w_0}\right) e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}} \tag{9—75}$$

$$w_0 = \sqrt{\frac{r\,\lambda}{\pi}}\,. \tag{9—76}$$

Näherungsbedingungen:

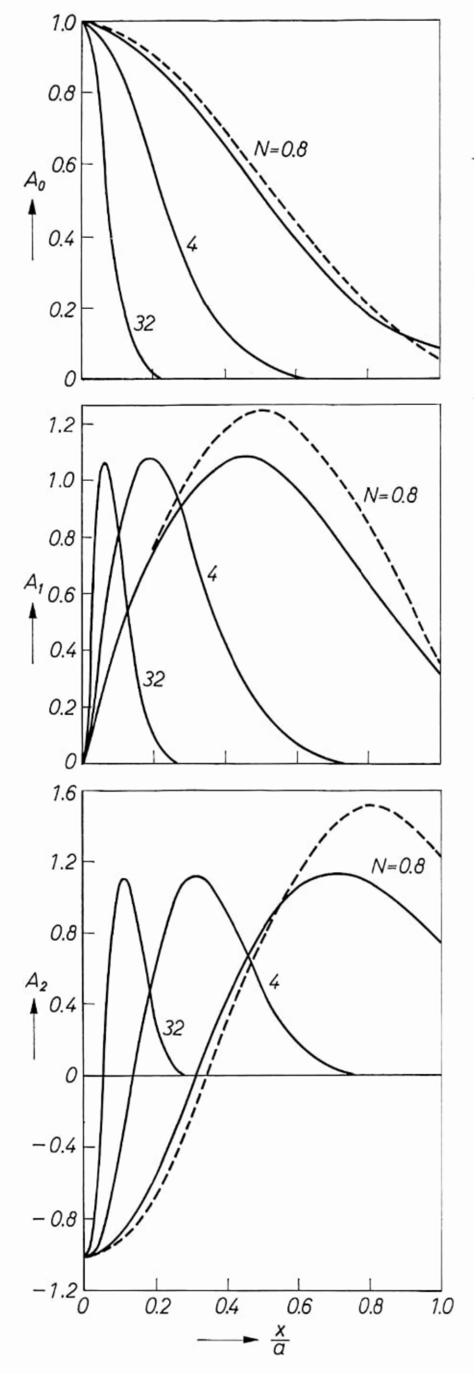
$x^2 + y^2 \ll a^2$; Fleckgröße klein gegen Spiegelradius. (9—77)

$a \ll r = l$, genauer $a^4 \ll l^3\,\lambda$.

H_m und H_n sind die Hermitischen Polynome, definiert durch:

$$H_m(x) = (-1)^m\, e^{x^2} \frac{\mathrm{d}^m}{\mathrm{d}\,x^m}\left(e^{-x^2}\right). \tag{9—78}$$

$C_{m,n}$ sind Normierungskonstante, die hier nicht interessieren. Für die ersten drei Moden folgt aus Gl. (9—76, 9—78):



$$A_{00} = C_{00}\, e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0{}^2}} \tag{9—79}$$

$$A_{10} = C_{10}\; x\, e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0{}^2}} \tag{9—80}$$

$$A_{20} = C_{20}\,(2\,x^2 - 1)\, e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0{}^2}} \tag{9—81}$$

$$A_{11} = C_{11}\,(x\,y)\; e^{-\frac{x^2 + y^2}{w_0{}^2}}\,. \tag{9—82}$$

Die Amplitude des Grundmode hat eine Gaußverteilung mit der $1/e$-Breite der Fleckgröße w_0. Die Fleckgröße ist, unabhängig vom Spiegeldurchmesser, allein durch $r\lambda$ bestimmt. Die höheren transversalen Moden erhält man durch Multiplikation eines Polynoms mit der Gaußverteilung des Grundmode. Die Ordnung m, n gibt die Zahl der Nullstellen des Polynoms an.

Bild 9—29 Moden des konfokalen Resonators ($r = l$) (nach G. D. BOYD u.a. [324]). Für die drei Moden TEM_{00}, TEM_{10} und TEM_{10} ist die Amplitudenverteilung für $N = \frac{a^2}{l\lambda} = 0{,}8$ bis 32 aufgezeichnet. Ausgezogen: Näherungslösung (hermitische Polynome); strichliert genauere Lösung für $N = 0{,}8$

Die Phase ist im Gegensatz zum ebenen Resonator für den Grundmode eine Konstante auf der Spiegelfläche. Für die höheren Moden variiert sie linear über die Spiegelfläche. In Bild (9—29) sind die Amplitudenverteilungen für die ersten drei Moden aufgetragen. Bild (9—29) zeigt, daß selbst für kleine $a^2/l\lambda$ die Amplitude am Spiegelrand gering ist. Bild (9—30) zeigt den Beugungsverlust in Abhängigkeit von $a^2/l\lambda$. Durch die Beschränkung des Grundmode auf die

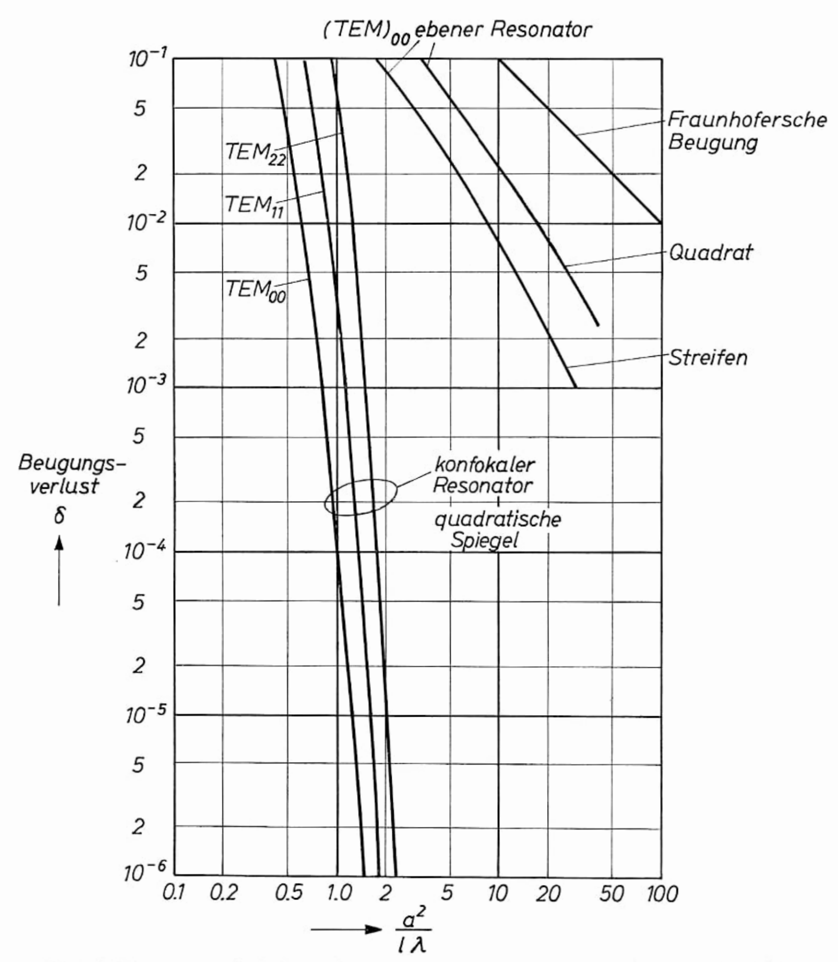


Bild 9—30 Beugungsverluste im konfokalen ($r = l$) und ebenen Resonator. Zum Vergleich ist der Beugungsverlust einer ebenen Welle konstanter Amplitude eingezeichnet (nach G. D. BOYD u.a. [324]).

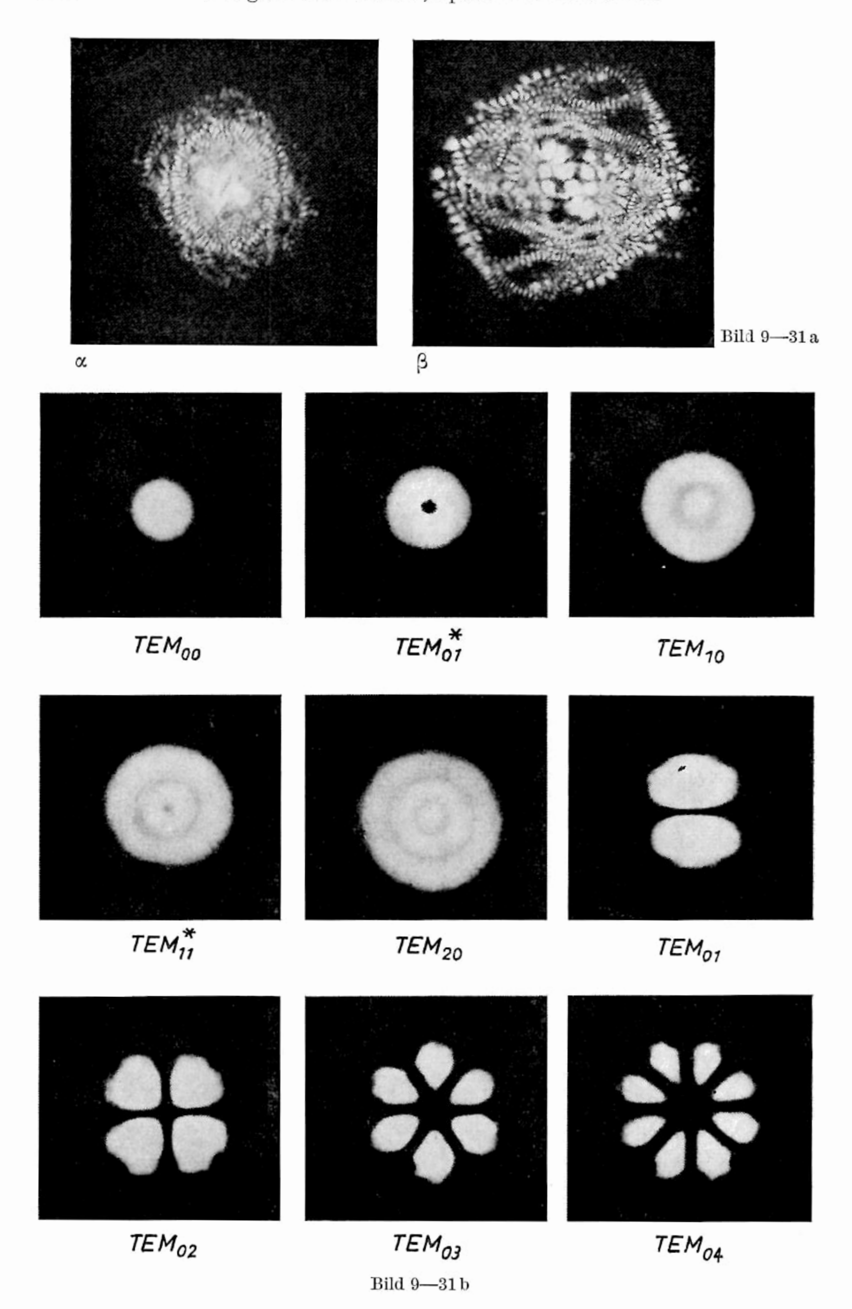


Bild 9—31 a

Bild 9—31 b

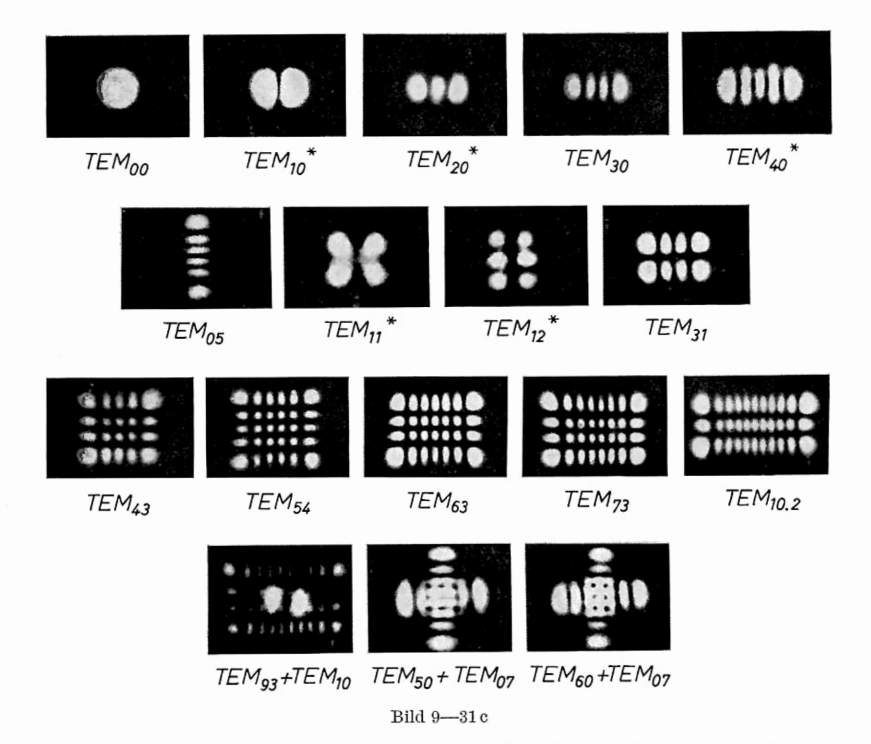


Bild 9—31 c

Bild 9—31 Moden allgemeiner konfokaler Resonatoren (He-Ne bei $\lambda = 1,153\ \mu m$)

a) $r \approx l$, $\frac{a^2}{l\lambda} \gg 1$; ohne zusätzliche Modenselektion;

α) Nahfeld; β) Fernfeld (nach [2837]). Eine große Anzahl transversaler Moden ist gleichzeitig angeregt.

b) Reine Moden in r, φ-Symmetrie (nach W. W. RIGROD [2047]);
$r/l \approx 1{,}5$. Die Moden wurden durch Erweitern einer kreisförmigen Blende im Resonator selektiert. Wegen der nichtlinearen Liniensättigung schwingt stets ein Mode der höchsten möglichen transversalen Ordnung.
Die mit Sternen gekennzeichneten Moden sind Überlagerungen degenerierter Moden.

c) Reine Moden in x, y-Symmetrie (nach D. ROSENBERGER [2084]) $r > l$. Die Moden wurden durch Blenden im Resonator selektiert. Die Selektion von x, y-Moden wird durch den Astigmatismus der Brewsterfenster unterstützt. Die mit Sternen gekennzeichneten Aufnahmen sind Überlagerungen von Moden.

Spiegelmitte ist der Beugungsverlust erst für $a^2/l\lambda < 0{,}7$ größer als 1 %. Im ebenen Resonator war er dagegen bereits für $a^2/l\lambda < 10$ in dieser Größenordnung. Das bedeutet einerseits, daß bei gegebenem $a^2/l\lambda$ die Güte eines konfokalen Resonators für den Grundmode sehr viel höher ist als die eines ebenen. Andererseits muß ein konfokaler Resonator sehr lang und dünn sein, um überhaupt einen merklichen Beugungsverlust für die Moden niedriger Ordnung zu bekommen.

Der Beugungsverlust wird im wesentlichen durch den höchsten Index des Mode bestimmt. Die Verluste des TEM_{mn}- und des TEM_{nm}-Mode sind in quadratischen Resonatoren gleich groß. Ebenso wie beim ebenen Resonator sind im offenen konfokalen Resonator die Moden verschiedener Polarisation entartet. Die Addition von Moden gleicher Ordnung, aber unterschiedlicher Polarisation, führt wie dort zu neuen Moden mit gleicher Frequenz und gleichem Beugungsverlust.

In Bild (9–31) sind eine Reihe reiner Moden allgemein konfokaler Gas-Laser aufgezeichnet. Die Verteilungen sind im Aufbau sehr ähnlich denen des ebenen Resonators. Der wesentliche Unterschied liegt in der Konzentration der Grundmoden auf die Spiegelmitte und in der Zunahme des Fleckdurchmessers mit der transversalen Ordnung. Im allgemeinen beobachtet man auch bei kreisförmiger Spiegelberandung bzw. bei kreisförmiger Querschnittsbegrenzung des Resonators eher Moden mit x-, y-Symmetrie als mit r-, φ-Symmetrie. Dies wird durch den modenselektiven Einfluß

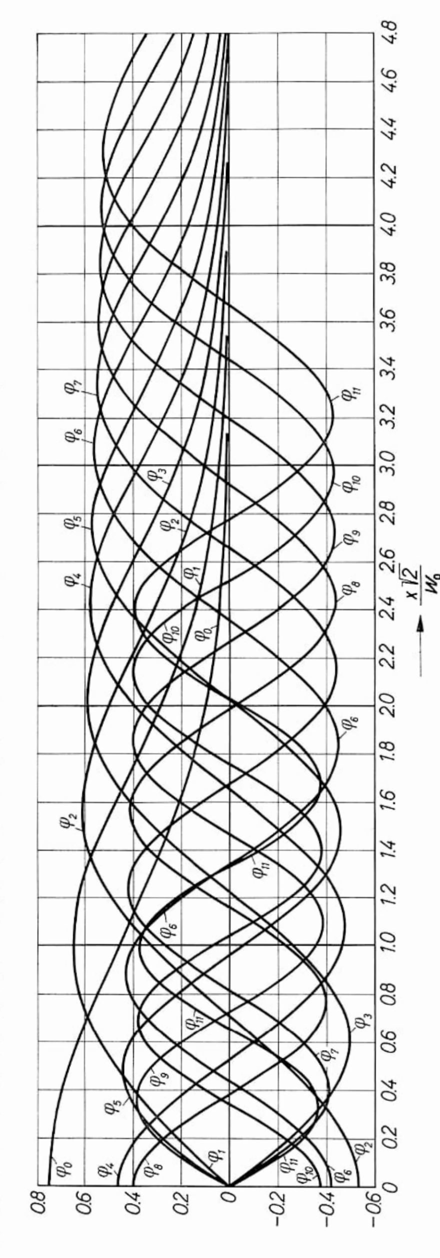


Bild 9—32 Hermitische Polynome (nach JAHNKE-EMDE-LÖSCH; Tafeln höherer Funktion, Teubner, Stuttgart 1960) [3127].

von Fenstern (Astigmatismus der Brewsterfenster) in Gas-Lasern und von Kristallfehlern bei Festkörper-Lasern verursacht. Bei völliger Rotationssymmetrie treten r-, φ-Moden auf [1959].

In der Näherung großer Ordnungszahlen m gilt für die Hermitischen Polynome bei kleinem Argument, also in der Nähe der Spiegelmitte, die asymptotische Darstellung

$$H_m(x) = C_m \cdot e^{\frac{x^2}{2}} \begin{cases} \cos \sqrt{2m+1}\, x \text{ für } m \text{ gerade} \\ \sin \sqrt{2m+3}\, x \text{ für } m \text{ ungerade} \end{cases} \tag{9—83}$$

Die Amplitudenverteilung ist bei hoher Ordnungszahl in der Spiegelmitte wie im ebenen Resonator periodisch und stellt modellmäßig den Schnitt der Kugelfläche des Spiegels mit der Phasenfläche einer Kugelwelle dar, deren Ursprung gegen den Krümmungsmittelpunkt des Spiegels versetzt ist.

Bild (9—32) zeigt die Hermitischen Polynome niedriger Ordnung.

b) Feld des Resonators

Die Welle, die von einem Spiegel des Resonators ausgeht, hat näherungsweise die Form [324, 325]:

$$E_{m,n}(x, y, z) = C_{m,n} \frac{w_0}{w} H_m\left(\sqrt{2}\,\frac{x}{w}\right) H_n\left(\sqrt{2}\,\frac{y}{w}\right) \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2}} \cdot e^{-i\Phi}. \tag{9—84}$$

Dabei ist

$$w = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \left(\frac{2z_0}{r}\right)^2}. \tag{9—85}$$

Die Flächen konstanter Phase Φ sind näherungsweise Kugelflächen mit dem Krümmungsradius

$$R(z_0) = \frac{z_0^2 + r^2/4}{z_0}. \tag{9—86}$$

z_0 ist jeweils der Schnittpunkt der Phasenfläche mit der z-Achse, von der Resonatormitte aus gerechnet.

Der allgemeine Charakter der Welle ist nach Gl. (9—84) der gleiche wie auf dem Spiegel, nur steht statt der Fleckgröße w_0 der von z_0 abhängige Modenradius w. Der Strahl erreicht seinen Minimalquerschnitt in der Resonatormitte mit:

$$w_{\min} = \frac{w_0}{\sqrt{2}}. \tag{9—87}$$

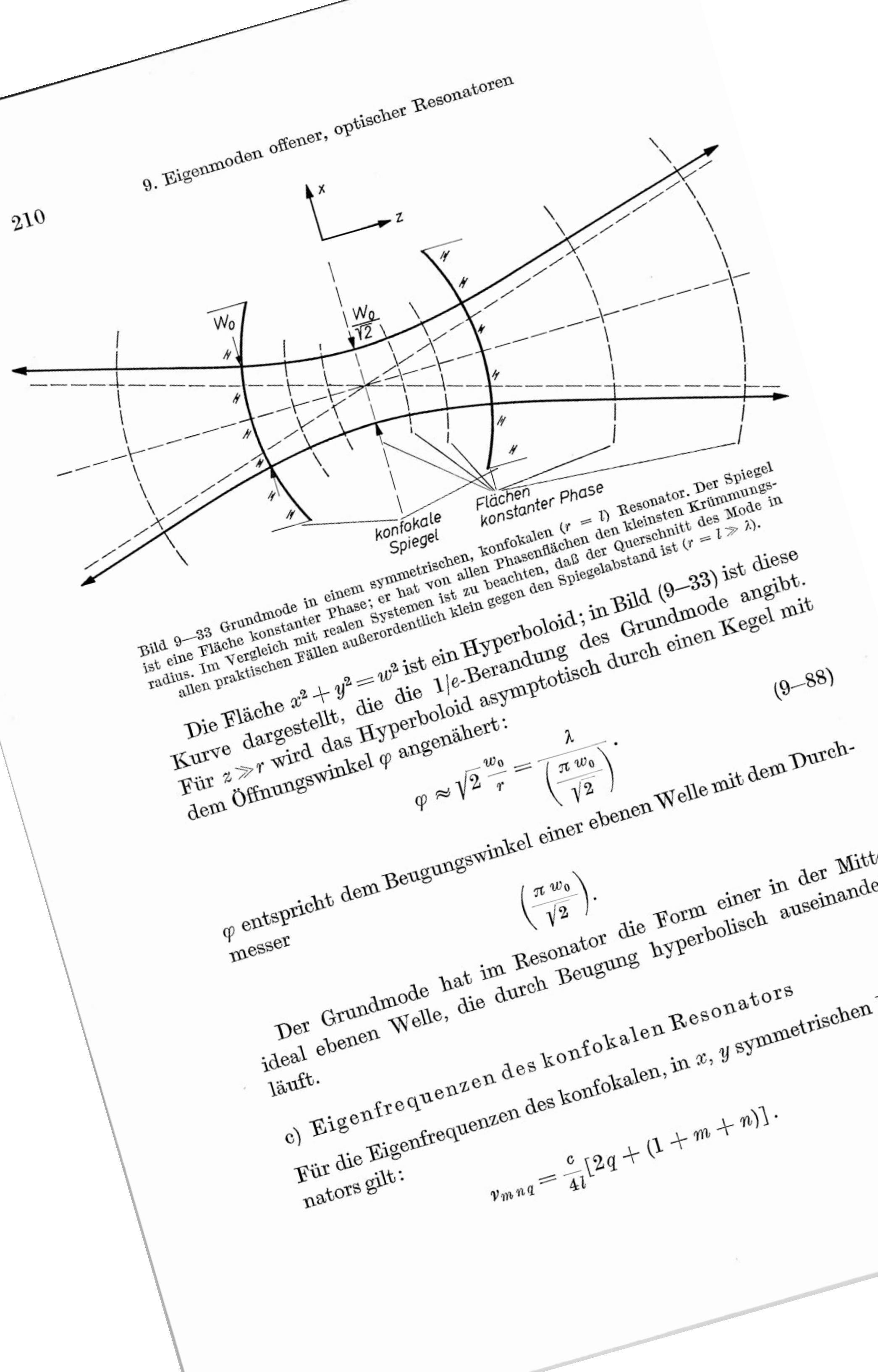


Bild 9—33 Grundmode in einem symmetrischen, konfokalen ($r = l$) Resonator. Der Spiegel ist eine Fläche konstanter Phase; er hat von allen Phasenflächen den kleinsten Krümmungsradius. Im Vergleich mit realen Systemen ist zu beachten, daß der Querschnitt des Mode in allen praktischen Fällen außerordentlich klein gegen den Spiegelabstand ist ($r = l \gg \lambda$).

Die Fläche $x^2 + y^2 = w^2$ ist ein Hyperboloid; in Bild (9—33) ist diese Kurve dargestellt, die die $1/e$-Berandung des Grundmode angibt. Für $z \gg r$ wird das Hyperboloid asymptotisch durch einen Kegel mit dem Öffnungswinkel φ angenähert:

$$\varphi \approx \sqrt{2}\,\frac{w_0}{r} = \frac{\lambda}{\left(\frac{\pi w_0}{\sqrt{2}}\right)}. \qquad (9\text{—}88)$$

φ entspricht dem Beugungswinkel einer ebenen Welle mit dem Durchmesser $\left(\frac{\pi w_0}{\sqrt{2}}\right)$.

Der Grundmode hat im Resonator die Form einer in der Mitt ideal ebenen Welle, die durch Beugung hyperbolisch auseinande läuft.

c) Eigenfrequenzen des konfokalen Resonators

Für die Eigenfrequenzen des konfokalen, in x, y symmetrischen nators gilt:

$$\nu_{m\,n\,q} = \frac{c}{4l}\left[2q + (1 + m + n)\right].$$

Die Eigenfrequenzen sind hochgradig entartet. Moden mit $m+n=\text{const.}$ haben gleiche Frequenzen, ebenso Moden $m+n+2q=\text{const.}$, d. h., transversale Moden sind mit axialen Moden eines anderen transversalen Typs entartet. Das Spektrum der Eigenfrequenzen besteht aus Linien im Abstand $\Delta\nu = \frac{c}{4l}$ (Bild 9—34). Dabei haben unterschiedliche axiale Moden des gleichen transversalen Typs den Frequenzabstand $\frac{c}{2l}$. Moden ungerader und gerader transversaler Ordnung $(m+n)$ wechseln einander ab. Die m, n-Entartung wird durch Unsymmetrien des Resonators aufgehoben.

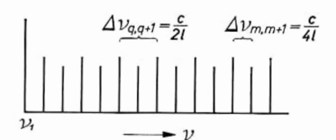


Bild 9—34 Eigenfrequenz-Spektrum des symmetrischen, konfokalen ($r=l$) Resonators.

9.13. Allgemeiner konfokaler Resonator ($r \neq l$)

Nach Bild (9—35) kommt man zu einem dem konfokalen Resonator gleichwertigen Resonatortyp, wenn man die beiden Spiegel im Abstand $l=r$ ersetzt durch Spiegel in beliebigem Abstand, deren Oberflächen Phasenflächen der Moden des konfokalen Resonators sind. Die Betrachtungen gelten nur im ausreichenden Abstand vom konzentrischen und vom ebenen Grenzfall, d. h. mit $x^2+y^2 \ll a^2$ und $a^2/l\lambda \gg 1$.

Ein Spezialfall ist der hemikonfokale Resonator mit einem ebenen Spiegel im Punkt $z=0$ und $l=r/2$ (Kombination ak Bild 9—35). Im Gegensatz zum konfokalen Resonator mit ungleichen Spiegelradien ist er stabil.

Wir können jeden Resonator zwischen dem konzentrischen und dem ebenen Fall als verallgemeinerten konfokalen Resonator auffassen. Die dabei im allgemeinen Fall gültigen Beziehungen für Fleckgröße, Verluste etc. wurden von G. D. Boyd und H. Kogelnik [325] diskutiert. Wir wollen bei ungleichen Spiegelradien r_1, r_2 und einem Spiegelabstand l die Resonanzbedingungen für in x, y symmetrische Resonatoren angeben:

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2l}\left[q + \frac{1}{\pi}(1+m+n)\cos^{-1}\sqrt{\left(1-\frac{l}{r_1}\right)\left(1-\frac{l}{r_2}\right)}\right]. \quad (9\text{—}90)$$

Im Unterschied zum konfokalen Resonator ist die Entartung der Eigenfrequenzen verschiedener axialer Ordnung bei unglei-

cher transversaler Ordnung aufgehoben. Weiterhin entartet sind Moden mit konstanter transversaler Ordnungssumme $m + n$ bei Annahme völliger x, y-Symmetrie des Resonators.

Wichtig ist noch der Zusammenhang des Beugungsverlustes mit dem des konfokalen Resonators. Man kann dem nichtkonfokalen Resonator zwei entsprechende Fresnelzahlen des konfokalen Resonators für die beiden Reflektoren zuordnen:

$$\left(\frac{a^2}{l\lambda}\right)_1 = \frac{a_1^2}{l_1\lambda}\left[2\frac{l_1}{r_1} - \left(\frac{l_1}{r_1}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{9—91}$$

$$\left(\frac{a^2}{l\cdot\lambda}\right)_2 = \frac{a_2^2}{l_2\lambda}\left[2\frac{l_2}{r_2} - \left(\frac{l_2}{r_2}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

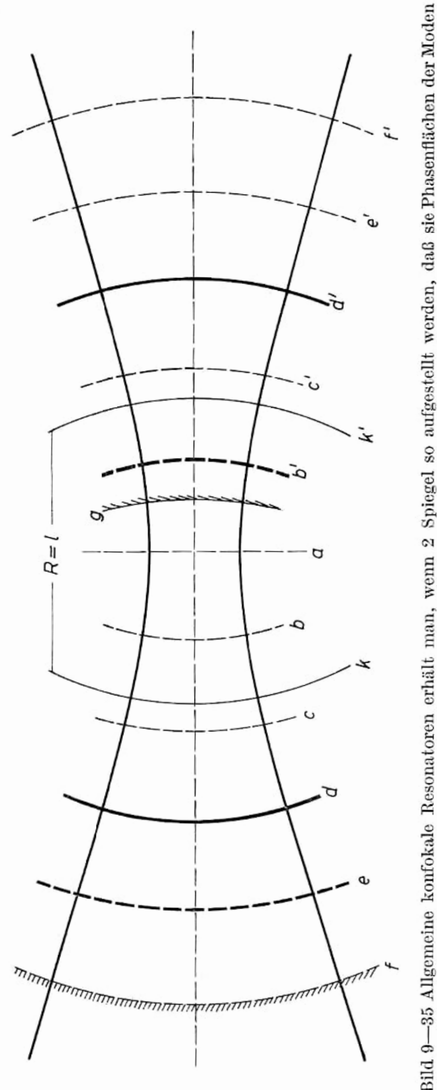


Bild 9—35 Allgemeine konfokale Resonatoren erhält man, wenn 2 Spiegel so aufgestellt werden, daß sie Phasenflächen der Moden des von den Spiegeln k, k' gebildeten konfokalen Resonators sind. Die Kombination d d' gibt einen symmetrischen Resonator mit $r < l$; die Kombination e b' liefert einen unsymmetrischen Resonator ($R_1 \neq R_2$, $W_1 \neq W_2$), die Kombination f g einen symmetrischen Resonator mit ungleicher Fleckgröße ($R_1 = R_2$; $a_1 = a_2$). Zwei Spiegel auf der gleichen Seite der Taille liefern stabile konkav-konvexe Resonatoren.

Die Reihe $k \to f$ führt zum konzentrischen die Reihe $k \to a$ zum ebenen Grenzfall.

Dabei ist $l_1 + l_2 = l$; l_1 und l_2 sind vom Ort des engsten Modenquerschnitts aus zu messen, der im Falle ungleicher Spiegelradien nicht in der Resonatormitte liegt. Die Verluste ergeben sich mit $(a^2/l\lambda)_1$, $(a^2/l\lambda)_2$ wie im konfokalen Fall, die Fleckgrößen entsprechend.

9.14. Fleckgröße, Modenvolumen und Modenselektion verschiedener Resonatoren

Die begrenzte Fleckgröße im allgemeinen konfokalen Laser führt dazu, daß für einen Modentyp gegebener transversaler Ordnung nur ein bestimmtes Materialvolumen wirksam sein kann. Wir beschränken uns auf die Diskussion der Grenzfälle; der allgemeine Fall ist leicht zu untersuchen.

Im konfokalen Resonator nimmt der Grundmode näherungsweise das Volumen V_{00} ein:

$$V_{00} \approx \frac{1}{2} w_0{}^2 \pi r = \frac{\lambda r^2}{2}. \tag{9—92}$$

Für die höheren Moden gilt näherungsweise:

$$\frac{V_{mn}}{V_{00}} \approx \sqrt{(2m+1)(2n+1)}\,. \tag{9—93}$$

Das Modenvolumen nimmt mit wachsender transversaler Ordnung zu. Mit $\lambda = 1\,\mu\text{m}$ folgt für die Fleckgröße die Zahlenwertgleichung ($\mu = 1$):

$$w_0 = 5{,}6 \cdot 10^{-3} \sqrt{l\,[\text{cm}]} \quad [\text{cm}] \tag{9—94}$$

Wir wollen einige Beispiele betrachten. Für einen konfokalen Gas-Laser mit $l = 100\,\text{cm}$ wird $2w_0 = 1{,}1\,\text{mm}$. Bei einem Festkörper-Laser von 4 cm Länge ist $2w_0 = 0{,}22\,\text{mm}$. Die Fleckgröße ist also selbst in dem längeren Gas-Laser noch wesentlich kleiner als der übliche Materialquerschnitt. Bei einer Gasröhre mit 4 mm Innendurchmesser werden Moden mit $m, n \leq 6$, bei einem Rubin mit 3 mm invertiertem Durchmesser mit $m, n \leq 135$ schwingen.

Bei einem Rubin-Laser ist es möglich, im Impulsbetrieb bei mittlerer Pumpenergie eine Laserenergie von 1 Ws pro cm^3 Material zu erzeugen. Das Modenvolumen des Grundmode beträgt bei 4 cm Resonatorlänge $V_{00} = 5{,}5 \cdot 10^{-4}\,\text{cm}^3$. In einem konfokalen Rubin-Laser dieser Länge kann also nur eine Energie von 0,5 mWs pro Impuls, unabhängig vom Materialquerschnitt, im Grundmode erzeugt werden.

Für die Selektion eines bestimmten Mode ist es notwendig, daß er geringere Verluste hat als alle anderen Moden. Darüberhinaus muß verhindert werden, daß Inversion in Resonatorbereichen aufgebaut wird, in denen der gewünschte Mode eine verschwindende Amplitude hat. Außerdem müssen die Beugungsverluste der unerwünschten Mo-

den so groß sein, daß sie nicht verschwinden gegenüber den allen Moden gemeinsamen Verlusten der Spiegel und des Materials.

Beim konfokalen Resonator hat das Verhältnis der Beugungsverluste aufeinanderfolgender Moden unterschiedlicher transversaler Ordnung den größten Wert unter allen Resonatortypen. Diese für eine Selektion des Grundmode zunächst günstige Eigenschaft ist jedoch vielfach wirkungslos, da sie aus der Tatsache resultiert, daß die höheren transversalen Moden eine größere Ausbreitung haben als der Grundmode. Wenn daher überhaupt Material außerhalb des Modenvolumens für den Grundmode und innerhalb des Resonatorvolumens invertiert wird, dann kann das Auftreten höherer Moden nicht durch deren höheren Beugungsverlust verhindert werden. Eine Selektion des Grundmode ist nur in einem sehr dünnen konfokalen Laser möglich. Wenn in einem konfokalen Laser, dessen Materialquerschnitt groß ist gegen $2w_0$, der Resonatorquerschnitt durch allmähliches Öffnen einer Blende im Resonator vergrößert wird, dann treten immer mehr transversale Moden mit wachsender Ordnung auf (s. Bild 9—31b). Bei polierten Rubin-Lasern kann man den gleichen Effekt durch Steigern der Pumpenergie erreichen, da zunächst nur ein dünner achsennaher Bereich, bei höherer Pumpenergie schließlich der ganze Materialquerschnitt invertiert ist (Kap. 12, 14).

Es treten ohne zusätzliche Selektionsmittel stets Moden der höchsten Ordnung auf, die in dem invertierten Materialquerschnitt überhaupt möglich sind, wobei meist zahlreiche Moden gleichzeitig angeregt sind. Es ist im konfokalen Laser nicht möglich, mit Hilfe der Beugungsverluste bei größerem Materialquerschnitt eine Selektion des Grundmode zu erreichen. Bild (9—31a) zeigt eine typische Multimodeaufnahme eines konfokalen He-Ne-Gas-Lasers mit $a^2/l\lambda \gg 1$.

Die äußerst niedrigen Verluste konfokaler Laser können in der Regel für optische Resonatoren nicht ausgenutzt werden. Wegen der beschränkten Güte der zur Verfügung stehenden Reflektoren mit $R = 98{,}5 - 99{,}85\,\%$ bei dielektrischen Spiegeln ist es nicht möglich, mit konfokalen Lasern hoher Fresnelzahl besonders niedrige Schwellwerte zu erreichen.

Für $a^2/l\lambda \gg 1$ muß man erwarten, daß die Moden des konfokalen Lasers in der Praxis nicht mehr wohldefiniert sind, da die diskrete Moden erzeugenden Verluste dann um Größenordnungen unter den übrigen Verlusten liegen. Man beobachtet bei minimalen Änderungen Wechsel von Moden mit x,y- mit r,φ- oder mit elliptischer Symmetrie.

Günstiger als der konfokale ist bei gleicher Länge der hemikonfokale Resonator, da die Fleckgröße $\sqrt{2}$-fach größer ist.

Die Entartung der Eigenfrequenzen im konfokalen Resonator ist im Multimode-Betrieb ein Vorteil, wenn es darauf ankommt, einen Laser mit möglichst scharfen, diskreten Emissionslinien, ohne Rücksicht auf die Strahlbündelung, zu bekommen. In der Praxis kann man diesen Vorteil nicht ganz ausnutzen, da die genau konfokale Stellung in bezug auf die Resonatorverluste singulär ist, so daß man stets etwas außerhalb der genauen Entartung arbeitet. Diese Einschränkung entfällt, wenn ein hemikonfokaler Resonator verwendet wird, der im stabilen Bereich liegt. Bei Gas-Lasern bringt die Entartung der Eigenfrequenzen wegen des „hole burning"-Effekts eine Herabsetzung der Leistung und ist deshalb in vielen Fällen unerwünscht. Eine Verstimmung des Lasers durch Vergrößerung des Spiegelabstandes hebt die Entartung auf, so daß die Laserleistung steigt. Bei variablem Abstand der Spiegel beobachtet man Minima in der Leistung, wenn neue Entartungen auftreten [1013]. Bei homogen verbreiterten Festkörper-Lasern wie Rubin ist dieser Effekt nicht zu erwarten.

Das größte Modenvolumen haben ebene Resonatoren. Sie liefern daher auch bei genauer Justierung die höchste Leistung pro Mode. In Gas-Lasern geringer Verstärkung sind dabei die Anforderungen an die Spiegeljustierung so kritisch, daß ebene Spiegel in der Regel nur als innere Spiegel [216, 993, 1084, 2494] angewendet werden. Als externe Spiegel erfordern sie eine sehr präzise Einstellung und ausreichend hohe Verstärkung zur Kompensation der Fensterverluste (siehe Kap. 10).

Gas-Laser mit externen oder internen ebenen Spiegeln arbeiten bei entsprechender Spiegeljustierung beugungsbegrenzt im Grundmode.

Im konzentrischen Resonator ist, wie im ebenen Resonator, der Modenquerschnitt auf den Spiegeln unbegrenzt; die Beugungsverluste beider Anordnungen sind gleich. Da der Grundmode einer Kugelwelle aus dem Resonatorzentrum entspricht, kann er zwischen den Spiegeln höchstens das Kegelvolumen

$$V_{00} = 2\,\frac{a^2\,\pi\,r/2}{3} = \frac{a^2\,\pi\,r}{3} \qquad (9\text{--}95)$$

einnehmen. Es entspricht einem Drittel des Modenvolumens im ebenen Laser.

Besonders günstig ist wegen der unkritischen Justierung der hemikonzentrische Fall, wie er heute für Gas-Laser praktisch ausschließlich benutzt wird. Mit Brewsterfenstern abgeschlossene Gas-Laser kön-

nen zwischen nahezu konzentrischen oder hemikonzentrischen externen Spiegeln ebenso leicht betrieben werden wie in einem externen nahezu konfokalen Resonator, da die Beugungsverluste in beiden Fällen unwesentlich sind gegen die konstanten Verluste. Bei nicht zu dicken Rohren genügt der Beugungsverlust zur Selektion des Grundmode. Da auch der konzentrische Resonator an der Grenze eines stabilen Bereichs liegt, ist darauf zu achten, daß der Spiegelabstand nicht größer als $2r$ bzw. nicht größer als r im hemikonzentrischen Fall wird.

Bei einfachen Festkörper-Lasern mit festen Spiegeln ist der normale konzentrische Resonator weniger praktikabel. Wegen der Einschränkung des Grundmode auf 1/3 des Zylinders zwischen den Spiegeln und wegen der Unbeweglichkeit der Inversion treten stets zahlreiche transversale Moden auf, so daß im Interesse der Strahlbündelung und der Ausbeute der ebene Resonator im allgemeinen vorgezogen wird. Hemikonzentrische Resonatoren sind zumindestens bei gepulsten Rubin-Lasern nur bei sehr kleiner Leistung anwendbar, da die Konzentration des Grundmode auf dem ebenen Spiegel zu dessen Zerstörung führt. Geeignete konzentrische Resonatoren lassen sich mit zusätzlichen brechenden Flächen realisieren (Kap. 10).

9.15. Praktische Resonatorausführungen

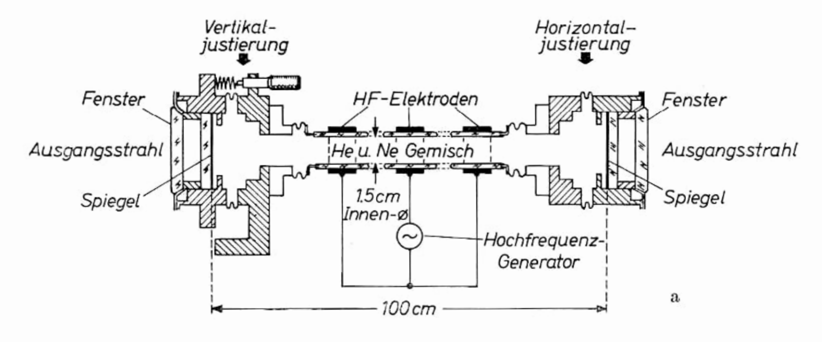
a) Gas-Laser

Bei vielen Laserübergängen in Gasen ist die Verstärkung sehr klein, etwa in der Größenordnung 5 bis 15 %/Meter im Beispiel des He-Ne-Dauerstrich-Lasers bei 0,63 μm. Man muß daher die Verluste im Resonator möglichst niedrig halten. Die geringsten Verluste erhält man, wenn die Spiegel innerhalb der Gasentladung angebracht werden. Bild (9—36) zeigt den ersten Gas-Laser, bei dem interne Reflektoren an Metallfaltenbälgen justierbar angeordnet sind [1084].

Unter Einschränkung der Justierbarkeit ist es möglich, die Spiegelplatten direkt auf die geschliffenen Endflächen eines dickeren Rohres aufzukitten oder anzusprengen (Bild 9—37) [993, 2494]. Eine Feineinstellung ist hier durch einseitige Erwärmung des Rohres oder durch Druck möglich.

Interne Spiegel muß man stets dann anwenden, wenn keine genügend durchlässigen Fenstermaterialien zur Verfügung stehen, also z. B. im tieferen Infrarot.

Bei Gas-Lasern ist die Fresnelzahl $a^2/l\lambda$ im allgemeinen durch den Rohrdurchmesser bestimmt. Für $a^2/l\lambda > 10$ können mit ebenen Spie-



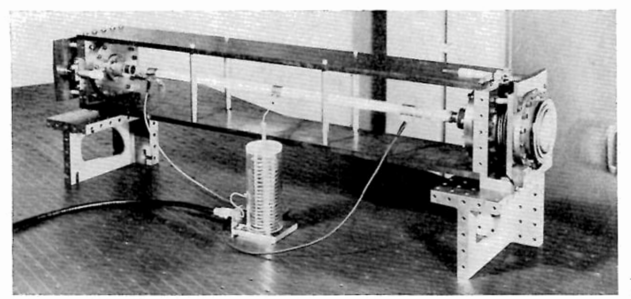


Bild 9—36 Erster Gas-Laser mit internen, ebenen Spiegeln von A. JAVAN, W. R. BENNETT und D. R. HERRIOTT (nach D. R. HERRIOTT [1084]).

a) Schematischer Aufbau
b) Praktische Ausführung

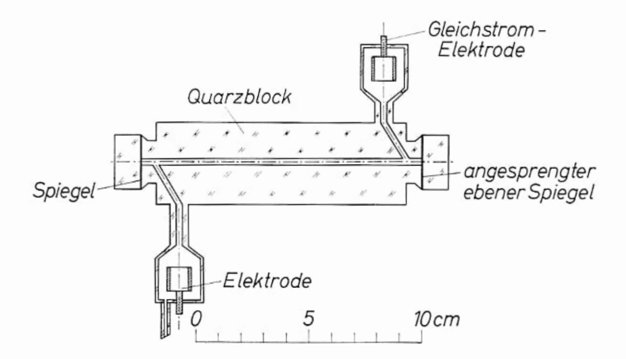


Bild 9—37 Kleiner Gas-Laser mit angesprengten ebenen Spiegeln (nach H. G. van BUREN u.a. [2494]).

geln Gesamtverluste unter 1 % erreicht werden. Bei konfokalen Spiegeln ist der Verlust allein durch die begrenzte Spiegelreflexion bestimmt. Mit guten dielektrischen Vielschichtspiegeln lassen sich Refle-

xionskoeffizienten von 99 bis 99,8 % bei 15 bis 17 Schichten erreichen, so daß die Verluste bis etwa 0,2 % pro Durchgang gesenkt werden können.

Ein Nachteil von internen Spiegeln ist es, daß die Spiegelschichten durch die Gasentladung allmählich abgetragen werden. Deshalb, und auch wegen der größeren Flexibilität, wird man immer dann, wenn die Laserparameter es zulassen, äußere Spiegel verwenden. Die Gassäule muß dabei mit Fenstern abgeschlossen werden. Um ihre Verluste möglichst niedrig zu halten, kann man mehrere Wege beschreiten.

α) Die Fenster werden genau planparallel und gleich dick gearbeitet, mit einer Einheit von $\lambda/100$ und einer Parallelität von einigen Bogensekunden. Sie werden, planparallel ausgerichtet, senkrecht zur Resonatorachse an die Enden des Rohres angesprengt, angekittet oder angeschweißt [1959]. Im letzteren Fall erweitert man das Rohr an den Enden, um Verwerfungen der Fenstermitte zu vermeiden. Die beiden Fenster bilden Fabry-Perot-Resonatoren, die für ihre Eigenfrequenzen $k\frac{\lambda}{2} = d\,\mu$ reflexionsfrei sind. Da der Raum zwischen den Fenstern ebenso wie die Zwischenräume zu den äußeren Spiegeln ebenfalls Fabry-Perot-Resonatoren bilden, müssen für eine exakte Abstimmung alle Abstände fein einstellbar sein. Die Rohrlänge kann thermisch abgestimmt werden.

Die Anwendung ist nur für ebene Resonatoren flexibel und ist schwer justierbar [1959]. Bei gekrümmten Resonatoren müssen im Idealfall gekrümmte Fenster gewählt werden, die Phasenflächen sind, so daß jede Flexibilität verlorengeht.

Im ebenen Fall ist die Anordnung weitgehend mit einem idealen Fabry-Perot-Resonator identisch; dabei erzeugen die resonanten Fenster eine axiale Modenselektion. Die transversalen Moden haben bei kreisförmig begrenztem Resonator r,φ-Symmetrie.

β) Die Fenster werden annähernd parallel und senkrecht zur Resonatorachse befestigt und beidseitig entspiegelt. Diese Anordnung wird kaum verwendet, weil die inneren Vergütungsschichten ebenso wie interne Spiegel allmählich abgetragen werden.

γ) Die Fenster werden unter dem Brewsterschen Winkel

$$\mathrm{tg}\alpha = \mu$$

gegen die Resonatorachse angebracht [2051]. Der Strahl passiert das Fenster reflexionsfrei, wenn er in der Reflexionsebene linear polarisiert ist. In der Praxis führt die Anordnung dazu, daß nur diese Polarisationsrichtung entsteht. Die Brewsterfenster erzeugen eine Unsymmetrie

des Resonators, die auch bei kreisförmiger Querschnittsbegrenzung bevorzugt zu Moden mit x,y-Symmetrie führt.

Da die Reflexion im Brewsterwinkel ein flaches Minimum hat, muß die Ausrichtung der Fenster nicht allzu genau sein. Eine Toleranz von $\pm$ 0,5 Grad ist im allgemeinen zulässig.

Bild (9—38) zeigt einige übliche Ausführungsformen. Die unsymmetrische Anordnung der Brewsterfenster hat den Vorteil, daß der Strahl das Rohr ohne Seitenversetzung passiert.

Der Verlust der „Brewsterfenster" ist keineswegs verschwindend klein. Durch Oberflächenschichten mit variablem Brechungsindex bleibt der Reflexionsverlust eines Fensters in der Größenordnung 0,1 %; der reflektierte Strahl eines He-Ne-Gas-Lasers bei 0,63 μm ist gut sichtbar. Ein weiterer Verlust entsteht dadurch, daß die üblicherweise ebenen Fenster keine Äquiphasenflächen des Resonators sind. Es ist wichtig, die Fensteroberflächen, ebenso wie die externen Spiegeloberflächen, staubfrei zu halten, um zusätzliche Beugungsverluste zu vermeiden. Zu diesem Zweck wird bei kommerziellen Geräten die Strecke zwischen Fenster und Spiegel mit einem elastischen Balg abgeschlossen.

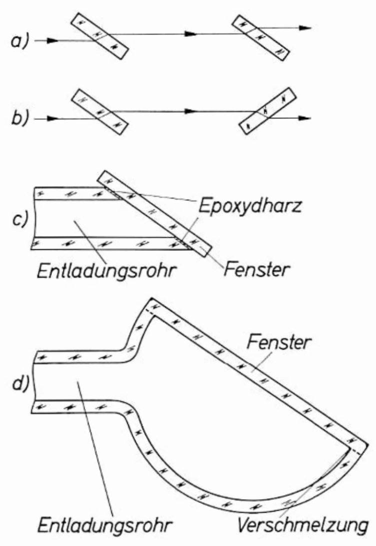


Bild 9—38 Brewsterfenster für Gaslaser; parallele Anordnung (a) führt im Gegensatz zur üblichen unsymmetrischen Anordnung (b) zu einer Strahlversetzung.

a) Die Fenster können mit Epoxydharz angeklebt werden. Bei genauer Bearbeitung der Rohr-Endfläche ist auch eine Ansprengung möglich.

b) Beim Verschmelzen der Fenster mit dem Rohr wird eine kugelige Erweiterung vorgesehen, damit sich die Fenstermitte beim Anschmelzen nicht verwirft.

An die Fenster, die üblicherweise aus Quarzglas höchster Homogenität gefertigt sind, werden ähnliche Toleranzforderungen gestellt wie an die Reflektoren.

Bei sehr genauer Justierung gelingt es, He-Ne-Laser bei 0,63 μm mit Brewsterfenstern auch zwischen ebenen Spiegeln zu betreiben.

Zwischen gekrümmten externen Spiegeln läßt sich ein He-Ne-Laser mit Brewsterfenstern in allen Resonatorstellungen $2\,r < L \ll r$ leicht betreiben. Der heute am häufigsten verwendete Gas-Laser ist der

0,63 μm-He-Ne-Laser mit Brewsterfenstern in hemikonzentrischer Anordnung.

Man kann zur Einstellung der Resonatoren genaue Justierprogramme mit Hilfe eines Autokollimators durchführen, die ziemlich kompliziert werden, wenn die äußeren Spiegel als Zerstreuungslinsen wirken. In der Praxis genügt für die Inbetriebsetzung eines Lasers ein einfacheres Vorgehen.

i) Laser mit zwei gekrümmten Spiegeln

Man entfernt einen Spiegel und beobachtet visuell durch das Rohr den Reflex des mit einer Lichtquelle beleuchteten Rohrs im zweiten Spiegel. Der Spiegel wird so justiert, daß der Reflex symmetrisch zur Rohrachse ist. Dann wird der andere Spiegel entfernt und der erste in gleicher Weise ausgerichtet. Wenn beide Spiegel wieder an ihrem Platz stehen und die Gasentladung läuft, wird der Laser schwingen. Durch Feinjustierung der Spiegel wird ein Mode niedriger Ordnung eingestellt bzw. höchste Ausgangsleistung erreicht.

ii) Laser mit einem ebenen und einem gekrümmten Spiegel

Man entfernt den gekrümmten Spiegel und beobachtet durch das Rohr den Reflex im ebenen Spiegel, wobei man das Auge oder eine davorgehaltene Rasierklingenschneide beleuchtet. Der ebene Spiegel wird so einjustiert, daß der Beobachter seine Pupille in der Rohrmitte sieht. Der gekrümmte Spiegel wird nach Augenmaß symmetrisch zur Rohrachse eingestellt. Wenn der Laser nicht sofort schwingt, wird der gekrümmte Spiegel etwas verkippt.

Schneller geht die Justierung mit einem einfachen Autokollimationsfernrohr. Durch das Rohr hindurch wird der ebene Spiegel beobachtet und so eingestellt, daß der Reflex im Gesichtsfeld des Autokollimators liegt. Auf dem gekrümmten Spiegel wird die ebene Rückseite durch eine Schablone bis auf das Gebiet geringster Dicke abgedeckt. Der Reflex der ebenen Fläche wird mit dem Fadenkreuz des Kollimators zur Deckung gebracht. Nach dieser Einstellung schwingt der Laser mit Sicherheit an.

iii) Laser mit zwei ebenen Spiegeln

Bei einem Gas-Laser niedriger Verstärkung können ebene externe Spiegel nur mit einem sehr guten Autokollimationsfernrohr einjustiert

werden. Als Lichtquelle ist die grüne Quecksilberlinie einer Hochdrucklampe geeignet. Die Spiegel müssen auf etwa 2 Bogensekunden parallel sein, damit der Laser anschwingt.

Bei Gas-Lasern hoher Verstärkung ist die Justierung mit einem einfachen Autokollimator ausreichend. Die Genauigkeiten der Spiegel und Fenster sind trotzdem einzuhalten, da sie für die Ausbildung definierter Moden wichtig sind, während bei hoher Verstärkung für das Anschwingen allein hohe Verluste durch Spiegel und Fenster niedriger Qualität zulässig wären.

Helium-Neon-Laser sind in Abmessungen von einigen Zentimetern bis zu 10 m Länge erprobt worden. Wegen der Gasaufzehrung und der allmählichen Verunreinigung ist es vorteilhaft, das eigentliche Entladungsrohr mit einem größeren Vorratsbehälter zu verbinden oder ihn darin einzubetten (s. Kap. 5).

Einfache Gas-Laser können mit geringem Aufwand auch vom Nichtfachmann gebaut werden [2495].

b) Festkörper-Laser

Bei Festkörper-Lasern ist es teilweise üblich, die Reflektoren direkt auf die Endflächen des aktiven Materials aufzubringen.

In Resonatoren, bei denen der Grundmode nicht das ganze Resonatorvolumen erfaßt, ist es wegen der räumlich fixierten Inversion in diesem Fall nicht möglich, hohe Leistungen in einem Mode zu erzeugen. Von praktischer Bedeutung sind nur die Ausführungen nach Bild (9—39a) mit zwei ebenen, verspiegelten Endflächen und nach Bild (9—39b) mit einer ebenen, verspiegelten Endfläche und mit einem angeschliffenen 90°-Prisma. Seltener wird wegen der komplizierten Her-

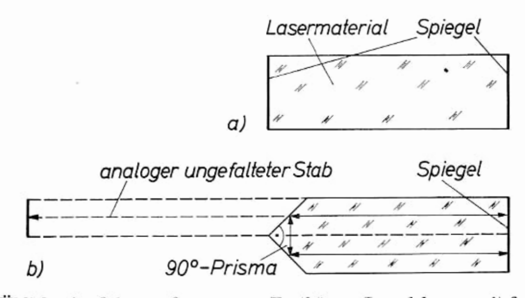


Bild 9—39 Übliche Ausführungsformen von Festkörper-Impulslasern mit festen Spiegeln
a) planparallele, verspiegelte Endflächen
b) gefalteter ebener Resonator mit 90°-Prisma

stellung ein Retroreflektor (Kubusecke) oder ein 90°-Kegel verwendet. Alle diese Formen sind ebene Resonatoren. Bei Verwendung eines 90°-Prismas entspricht die Anordnung einem gefalteten ebenen Resonator doppelter Länge, bei dem die Spiegel zusammenfallen, beim Retroreflektor einem dreifach gefalteten Resonator.

Wesentlich flexibler sind Anordnungen mit externen Spiegeln, wobei alle beim Gas-Laser besprochenen Systeme verwendet werden können. Zusätzlich verwendet man oft ein äußeres 90°-Prisma mit vergüteter Hypothenusenfläche. Wegen der hohen Verstärkung genügt es im allgemeinen, die senkrecht zur Stabachse ausgerichteten Endflächen zu vergüten; Stäbe mit Brewsterschen Endflächen sind wegen der Strahlversetzung unhandlich in der Justierung und Aufstellung.

Resonatoren, bei denen ein Spiegel auf dem Lasermaterial aufgebracht ist, sind zwar einfacher, aber empfindlicher gegen Verlagerungen des Lasermaterials als Anordnungen mit zwei äußeren Spiegeln.

Bei Glas-Lasern gelten wegen der hohen optischen Homogenität ähnliche Anforderungen an die Justiergenauigkeit wie bei Gas-Lasern, wenn man z. B. zwischen externen ebenen Spiegeln alle Möglichkeiten ausschöpfen will. Ähnliche optische Güte besitzen gute CaF_2- sowie YAG: Nd^{3+}-Kristalle. Alle anderen Laserkristalle haben regelmäßig grobe optische Fehler, so daß im allgemeinen eine rohe Justierung zur Inbetriebsetzung ausreicht. Bei Rubin-Lasern kann durch Kühlen die Verstärkung so weit erhöht werden, daß roh bearbeitete Stäbe ohne Spiegel zu schwingen beginnen [2067]. Einseitig offene Rubin-Laser liefern eine geringe Leistung pro Mode. Der Strahlöffnungswinkel ist bei hoher Pumpenergie identisch mit dem Aperturwinkel für zweimaligen Durchlauf.

Man verwendet vorteilhaft bei gekrümmten Resonatoren auch wenigstens einen ebenen Spiegel. Mit dem Autokollimator richtet man zunächst die Endfläche des Laserstabes und den ebenen Spiegel parallel und justiert dann die Rückfläche des gekrümmten Spiegels dazu ein. Die Feinjustierung wird so vorgenommen, daß die Schwellenergie ein Minimum ist. Wenn man kritische Resonatorstellungen einhalten will, muß man die optische Weglänge $l'\mu$ des Kristalls berücksichtigen und den Resonator mit Hilfe von Strahlteilern, Hilfslinsen und Hilfsspiegeln mit dem Autokollimator genau einrichten.

In einfacher Weise erkennt man bei Veränderung des Spiegelabstandes die kritischen Resonatorstellungen an der starken Änderung der Schwellenergie und des Relaxationsverhaltens in diesen Punkten.

Bei Festkörper-Lasern begrenzt das Material den Resonatorquerschnitt; unter Umständen zerfällt der Kristallstab durch Inhomogenitäten in Teilbereiche: Eine weitere Begrenzung entsteht besonders bei dem Drei-Niveau-Material Rubin durch die ungleichmäßige Inversion im Materialquerschnitt (s. Kap. 12, 14). Sie führt dazu, daß in der Stabmitte bereits Verstärkung vorliegt, wenn am Rand die Strahlung noch absorbiert wird. Die Resonatorbegrenzung ist in diesem Fall durch den invertierten Querschnitt gegeben. Er hängt von der Pumpenergie ab und ist in einem Pumpimpuls zeitlich veränderlich.

Im Festkörper-Laser erzeugt die beim Relaxationsübergang freiwerdende Wärme eine im Materialquerschnitt ungleichmäßige Temperaturerhöhung. Da die Linienbreite, die Linienmitte, der Brechungsindex und die geometrische Stablänge temperaturabhängig sind, führt dies zu einer Deformation der „optischen Oberfläche" im Dauerstrich. Im Impulsbetrieb ist die Deformation darüber hinaus zeitlich veränderlich, und die Linie ändert sich während des Impulses. Besonders ausgeprägt ist unter den Kristallen die Linienänderung bei Rubin, während die Deformation eine allgemeine Erscheinung ist. Sie führt zu einer zeitlich variablen, von der Pumpleistung abhängigen Verstimmung des Resonators.

Thermische Effekte treten besonders stark auch bei Halbleiter-Lasern auf und führen neben der hohen Dispersion dieser Materialien zu einer komplizierten Temperaturabhängigkeit der Emission. Halbleiter werden beim jetzigen Stand der Technik nahezu ausschließlich mit festen Spiegeln betrieben. In vielen Fällen verzichtet man hier auf eine zusätzliche Verspiegelung und benutzt die Fresnelsche Reflexion der Oberfläche. Die Parallelität der Endflächen wird üblicherweise durch Bruch an bevorzugten Kristallflächen erreicht. Wegen der extrem hohen Beugungsverluste der Fabry-Perot-Moden in *pn*-Lasern treten teilweise Lichtleitmoden (guided modes) auf, unter Reflexion an den nichtinvertierten Bereichen.

Bei dem Drei-Niveau-Material Rubin ist die Schwellenergie im wesentlichen durch die Inversionsenergie bestimmt, so daß sie nur schwach von der Resonatorgüte abhängt. Es ist möglich, vergleichende Messungen verschiedener Rubine in ebenen Resonatoren durchzuführen. Bei Vier-Niveau-Materialien gehen die Resonatorverluste direkt in die Schwellenergie ein; hier sollte man für vergleichende Messungen stets gekrümmte Resonatoren im stabilen Bereich verwenden, damit die Ergebnisse nicht durch unterschiedliche Resonatorjustierungen verfälscht werden.

Die Begrenzungsflächen planparalleler Laserstäbe ergeben wegen des hohen Brechungsindexes eine erhebliche Störung des Resonators bei Anwendung äußerer Spiegel. In einem ebenen Resonator entsteht eine Selektion von Moden, die näherungsweise gleichzeitig Moden des Stabes allein und der äußeren Teilresonatoren sind. Falls solche Moden in der Nähe der Linienmitte existieren, braucht die Reflexion der Endfläche nicht zu einer Senkung der Resonatorgüte und zu einer Erhöhung der Schwellenergie zu führen. Bei schlechter optischer Materialqualität muß der Verlust der Endflächen in der Regel wie im nichtresonanten Fall berechnet werden, weil die Verluste im Materialinnern eine wirkungsvolle Kopplung der Teilresonatoren verhindern. Um übersichtliche Verhältnisse zu gewinnen, ist eine Vergütung der Endflächen in jedem Fall günstig. In gekrümmten Resonatoren führen ebene Stabendflächen zur Einführung von Resonatorfehlern wie sphärischer Aberration und Astigmatismus. Für einen mit der Theorie genau vergleichbaren Fall müßten die Endflächen als Phasenflächen des Resonators ausgebildet werden. Dies ist nicht für alle Moden gleichzeitig möglich. Einfacher erhält man definierte Verhältnisse, indem man mit Hilfe von Linsen einen dem gewünschten Resonatortyp analogen Resonator nachbildet, bei dem im Lasermaterial die Phasenflächen eben sind (Kap. 10).

c) Resonatorspiegel

Für ebene Spiegel von Gas-Lasern ist eine Ebenheit der Oberfläche besser $\lambda/100$ zu fordern. Da bei hemikonzentrischen Resonatoren die Fleckgröße am ebenen Spiegel Bruchteile eines Millimeters beträgt, wird die Forderung hier durch Spiegel mit einer Ebenheit von $\lambda/10$ über 1 cm Durchmesser befriedigt. Bei gekrümmten Spiegeln sollte die Abweichung von Schnittkreisen von der Kreisform kleiner als $\lambda/100$ sein, d. h., es ist auf kreisförmige Interferenzringe beim Vergleich mit dem Probeglas zu achten, während die Genauigkeit des Krümmungsradius im allgemeinen unwesentlich ist.

Bei inhomogenen Festkörpern dürfen die Oberflächentoleranzen der Spiegel um eine Größenordnung schlechter sein.

Als reflektierende Beläge kommen außer dielektrischen Spiegeln (s. Kap. 11) Aluminium (vor allem im Ultravioletten), Silber und Gold (Infrarot) in Frage. Bild (9–40) zeigt nach Kohlrausch [2883] die Wellenlängenabhängigkeit der Reflexion für diese Metalle.

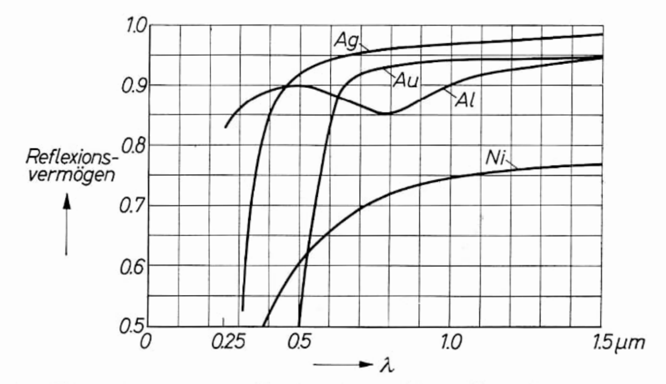


Bild 9—40 Reflexionsvermögen von frisch aufgedampften Metallen für senkrechten Einfall (nach [2883]).

Silberspiegel auf Kristallstäben werden stark vom Pumplicht angegriffen; bei Rubin-Dauerstrich-Lasern mit Wasserkühlung werden sie in wenigen Minuten abgetragen. Man kann dies verhindern, indem man Silberspiegel mit einer massiven Goldschicht bedampft; dielektrische Schichten aus Thoriumoxyd oder Siliziumoxyd sind in diesem Fall kein ausreichender Schutz. Sie können für die normalerweise durch eine Halterung vor dem Pumplicht geschützten transparenten Spiegel als Berührungsschutz verwendet werden.

Als Material für die Spiegelplatten ist optisches Glas (BK 7) oder Quarzglas geeignet. Für eine ausreichende mechanische Stabilität sollte das Verhältnis von Plattendurchmesser zu Plattendicke nicht größer als 3 bis 5 sein.

Für eine Justierung der Spiegel ist die klassische Dreipunktlagerung (Bild 9—41) die einfachste Lösung. Wesentlich günstiger sind kardanische Aufhängungen, da hierbei eine Justierung in zwei zueinander senkrechten Richtungen möglich ist; Bild (9—41) zeigt eine Kardanaufhängung mit Federrückstellung. Kardanische Halterungen lassen sich auch mit Torsionstäben oder Blattfederlagerungen günstig aufbauen.

Bei Kugelspiegeln, deren Radius groß gegen die Fleckgröße ist, kann auf eine Kippvorrichtung verzichtet werden. Es genügt, den Spiegel seitlich gegen die Resonatorachse versetzen zu können, wie dies präzis mit einem Kreuzschlitten möglich ist.

Für Resonatoren, die in der Nähe kritischer Stellungen betrieben werden sollen, muß der Spiegelabstand fein einstellbar sein.

Bei ausreichend starrem Aufbau ist es günstig, einen Spiegel zu fixieren und nur den zweiten Spiegel justierbar zu halten. Teilweise

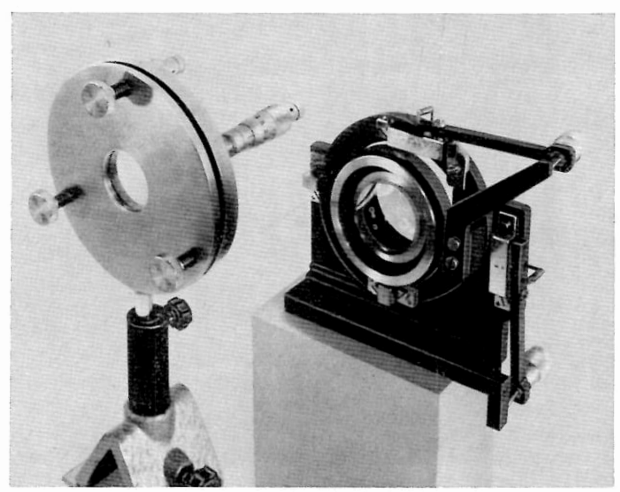


Bild 9—41 Spiegelhalterungen. Links eine einfache Dreipunkthalterung, rechts eine kardanische Halterung mit Hebelübersetzung. Der dielektrische Spiegel rechts zeigt bereits Beschädigungen durch das Laserlicht (einfacher Rubin-Impulslaser).

werden beide Spiegel fixiert, und die Abstimmung wird durch die Längenänderung von Abstandsstäben zwischen den Endplatten des Lasers vorgenommen. Dafür geeignet sind Stäbe aus magnetostriktivem Material oder elastische Stäbe, die leicht verdrückt werden [216].

Dielektrische Spiegel zeigen teilweise eine polarisationsabhängige Reflexion, so daß bei einem Resonator mit festgelegter Polarisationsrichtung die Funktion sich bei Drehen des Spiegels um seine Achse ändern kann.

9.16. Sonstige Resonatoren

Resonatoren mit brechenden Flächen oder Linsen im Inneren entsprechen äquivalenten Spiegelresonatoren vom allgemeinen konfokalen Typ oder den speziellen Grenzfällen. Man erhält den analogen Resonator, indem man das durch die Linse entstehende Bild eines der Spiegel bestimmt [497, 896, 1364, 3123]. Einige solcher Resonatoren werden wir im nächsten Kapitel beschreiben. Ebene Resonatoren mit einem nahezu konfokalen Linsenpaar ermöglichen die Realisation von gekrümmten Resonatoren mit sehr großem, variablem Krümmungsradius.

Es ist möglich, Resonatoren mit 3, 4 oder mehr Spiegeln zu verwenden, in denen das Licht eine zwei- oder dreidimensionale Bahn durchläuft. Die Eigenschaften solcher Resonatoren lassen sich wie die

von Zwei-Spiegel-Systemen diskutieren. Sie sind für die Fälle interessant, bei denen zwei in entgegengesetzter Richtung umlaufende Wellen unterschiedlichen Effekten ausgesetzt sein sollen (Wanderfeld-Oszillator mit Isolator [2421, 2422, 2423], Laser-Gyrator mit Dopplereffekt [1533, 1535, 1536] (siehe Kap. 15).

Die Diskussion von Resonatoren allgemeiner Art kann in vielen Fällen auf bekannte Lösungen reduziert werden, indem man einen zu dem gegebenen Resonator analogen konfokalen Resonator konstruiert.

Fehler und thermische Gradienten in Kristall-Lasermaterialien wirken wie Linsen und führen dazu, daß auch ohne sonstige Krümmungen der Resonator wie ein allgemein konfokaler, nicht wie ein ebener wirkt.

9.17. Abstrahlung des optischen Resonators und Anpassung verschiedener Resonatoren

Bei Resonatoren, deren Modenquerschnitt durch Kaustiken begrenzt ist, hat die Berandung des auskoppelnden Spiegels keinen wesentlichen Einfluß auf die austretende Welle. Die Intensitätsverteilung innerhalb und außerhalb des Resonators ist gleich; der Strahl läuft lediglich mit wachsendem Abstand von der Stelle des minimalen Querschnitts hyperbolisch auseinander. Fernfeld und Nahfeld sind bei allgemein konfokalen Resonatoren identisch. Das Modenbild ist überall im Strahl erkennbar. Der Strahl besteht aus $(m+1)\cdot(n+1)$ Teilstrahlen.

In Resonatoren, deren Moden durch den Spiegelrand (Blenden) begrenzt werden, beeinflußt dagegen die Beugung am Spiegelrand die austretende Welle. Wir können im Rechteckresonator jeden Mode der transversalen Ordnung m, n näherungsweise aus 8 ebenen Wellen aufbauen, die im Resonator unter den Winkeln

$$\pm (m+1)\frac{\lambda}{4a}\,;\,\pm (n+1)\frac{\lambda}{4a} \tag{9--95}$$

laufen. Beim Austritt aus dem Resonatorspiegel entstehen aus den vier in dieser Richtung laufenden Wellen vier Beugungsverteilungen mit Hauptmaxima in den Richtungen

$$\begin{aligned} \sin\alpha \approx \alpha &= \pm (m+1)\frac{\lambda}{4a} \\ \sin\beta \approx \beta &= \pm (n+1)\frac{\lambda}{4a} \end{aligned} \tag{9--96}$$

mit der Unschärfe $\Delta\alpha = \Delta\beta = \dfrac{\lambda}{2a}\,.$ (9–97)

Die sich um die Hauptmaxima im Abstand $k \frac{\lambda}{2a}$ gruppierenden Nebenmaxima sind wegen der geringen Amplitude am Spiegelrand schwach gegen die Hauptmaxima ausgeprägt; sie verschwinden exakt bei Gaußscher Amplituden-Verteilung.

Unabhängig von der Ordnung des Mode besteht das Fernfeld für $m \neq 0, n \neq 0$ im wesentlichen aus 4 Strahlen der jeweiligen Divergenz $\frac{\lambda}{2a}$, die um so stärker auseinanderlaufen, je höher die transversale Ordnung ist.

Für den Grundmode rücken die 4 Beugungsmaxima ineinander, da ihr Winkelabstand nur halb so groß wie die Divergenz der einzelnen Strahlen ist. Der Grundmode liefert also einen einzigen Strahl der Öffnung $\frac{\lambda}{2a}$. Moden mit $m \neq 0, n = 0$ liefern zwei Strahlen, Moden mit $m \neq 0, n \neq 0$ vier Strahlen. Diese Symmetrie ist auf den meisten Fernfeldaufnahmen von Bild (9—17) gut zu erkennen.

Im Endlichen ist das Beugungsfeld komplizierter und abhängig vom Abstand vom Resonatorspiegel.

In nichtquadratischen oder nichtkreisrunden Resonatoren, deren Moden durch den Spiegelrand begrenzt sind, wird die Symmetrieachse im Fernfeld durch die Beugung um 90^0 gegen die im Nahfeld gedreht — eine für alle Beugungsbilder charakteristische Erscheinung.

Ein auffallender Effekt ist die körnige Struktur, die ein Beobachter empfindet, der einen auf einen Schirm auffallenden Laserstrahl beobachtet. Bei Bewegung des Schirms oder des beobachtenden Auges scheint die Struktur sich wie Rauschen auf einem Fernsehschirm zu verändern. Sie entsteht durch eine Interferenz zahlreicher von den einzelnen Streupunkten ausgehenden Elementarwellen auf der Netzhaut und tritt nicht auf, wenn der Strahl direkt auf einer Photoplatte festgehalten wird (Bild 9—42). Die Stabilität der Struktur bei festem Abstand zwischen Schirm und Beobachter ist ein Beweis für die räumliche Kohärenz des Laserlichtes.

Bei Rubin-Impulslasern wird die Erscheinung wegen der kurzen Impulsdauer visuell nicht empfunden. Der Strahl eines Rubin-Dauerstrichlasers zeigt sie jedoch in gleicher Weise wie der eines Gas-Lasers.

Bei der Kopplung von zwei verschiedenen optischen Resonatoren, z. B. eines Oszillators mit einem Verstärker, müssen die Moden der beiden Resonatoren aneinander angepaßt werden. Es ist nicht not-

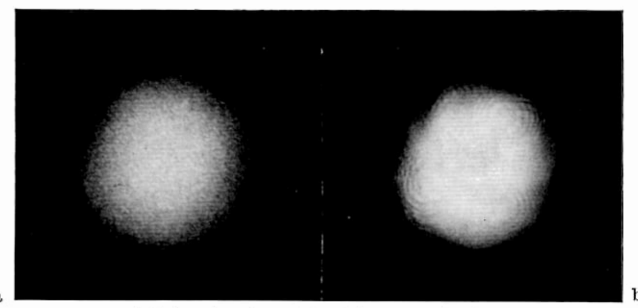


Bild 9—42 „Granulation" des Laserstrahls.

a) Aufnahme eines vom Laserstrahl getroffenen Streuschirms mit Granulation durch Interferenz
b) Granulationsfreie Aufnahme, bei der der Laserstrahl direkt auf die Photoschicht abgebildet wird. Staubkörner auf den Linsen erzeugen die Beugungssysteme. Das Bild zeigt den Grundmode TEM_{00} eines kontinuierlichen Rubin-Fabry-Perot-Lasers.

wendig, daß beide Resonatoren im gleichen Mode betrieben werden. Wesentlich ist, daß die Fleckgröße und das Verhältnis von Fleckgröße zum minimalen Strahl-Durchmesser für den zweiten Resonator passend gewählt werden. Die Anpassung dieser beiden Größen ist stets durch höchstens zwei Linsen möglich.

Es genügt für den Betrieb eines Resonanzverstärkers nicht, wie in Kap. 5 angenommen, die Signalfrequenz in eine Resonanzfrequenz einzustimmen, sondern das Signal muß auch in einem Mode des Resonators eingespeist werden. Wenn diese zusätzliche Bedingung nicht erfüllt ist, bildet sich im Verstärker unter hohen Verlusten erst wieder ein Mode aus.

Literatur zu Kapitel 9

Theorie der Eigenmoden offener Resonatoren und Wellenleiter: [113, 129, 319, 320, 324, 325, 426, 455, 456, 479, 481, 486, 497, 498, 499, 510, 547, 713, 768, 769, 770, 772, 896, 899, 933, 934, 1103, 1006, 1279, 1364, 1389, 1476, 1477, 1501, 1502, 1503, 1504, 1552, 1633, 1637, 1733, 1753, 1818, 2032, 2033, 2052, 2150, 2220, 2238, 2251, 2303, 2420, 2429, 2449, 2465, 2488, 2489, 2520, 2602, 2604, 2657, 121, 128, 287, 478, 749, 939, 1122, 2722, 586, 2806, 2808, 2809, 3123, 2869, 2882, 2905, 2908, 2910, 2911, 2912, 2918, 2948, 3025, 3028, 3033, 3047, 3135, 3138 1505].

Experimentelle Arbeiten: [49, 242, 291, 292, 371, 402, 404, 449, 462, 585, 587, 588, 602, 634, 685, 700, 701, 704, 751, 759, 827, 843, 907, 935, 952, 978, 993, 994, 1067, 1082, 1087, 1089, 1169, 1184, 1200, 1265, 1267, 1351, 1368, 1376, 1379, 1457, 1595, 1666, 1710, 1767, 1802, 1838, 1878, 1902, 1958, 1960, 1965, 2018, 2048, 2074, 2084, 2088, 2180, 2239, 2360, 2426, 2464, 2497, 2504, 2523, 2543, 2552, 2592, 108, 117, 254, 302, 340, 1840, 1853, 1959, 1962, 2051, 2268, 2494, 900, 228, 2575, 699, 752, 2837, 2846, 3021, 3035, 3051, 3052, 2658].

Granulation: [43, 2040, 2083].

Bau eines einfachen Gaslasers: [720, 2495].

10. Erhöhung der Modenselektion optischer Resonatoren

10.1. Zwang zur erhöhten Modenselektion

Es ist das Ziel der Entwicklung von Laseroszillatoren, Licht in einem Mode eines optischen Resonators zu erzeugen. Für einige Anwendungsfälle ist es ausreichend, Licht im transversalen Grundmode, aber in zahlreichen axialen Moden zu selektieren, wie bei der Materialbearbeitung im fokussierten Laserlicht oder bei Lichtradar. Seltener sind Anwendungsfälle, bei denen Monochromasie ohne Rücksicht auf die Strahlbündelung verlangt wird; hier wären mehrere entartete transversale Eigenschwingungen zulässig, jedoch nicht Schwingungen unterschiedlicher axialer Ordnung. Die für die Qualität des Lichtes maßgebende Größe ist die Leistung pro Frequenz- und Raumwinkelintervall $P(\nu)\, \mathrm{d}\nu\, \mathrm{d}\Omega$. Sie wird maximal, wenn das Licht in einem einzigen Mode eines Resonators hoher Güte erzeugt wird und wenn der Mode dessen Grundmode ist. Bei der Anwendung von Laserlicht in der nichtlinearen Optik ist die maßgebende Größe sogar $(P(\nu)\, \mathrm{d}\nu\, \mathrm{d}\Omega)^2$, so daß für den Betrag der beobachteten Effekte eine gute Modenselektion wesentlicher ist als die Bereitstellung hoher Gesamtleistung in zahlreichen Moden.

Die Selektion der Grundresonatoren ist im allgemeinen nicht ausreichend, um nur einen Mode erzeugen zu können. Die bereits diskutierten Effekte der selektiven Sättigung inhomogen verbreiterter Linien und des verstärkten Inversionsabbaus in den Wellenbäuchen der Moden bei homogen verbreiterten Materialien mit räumlich fixierter Inversion (Kap. 7) bewirken eine Überkompensation der natürlichen Modenselektion eines offenen Resonators, die für transversale Moden durch die Beugungsverluste, für axiale Moden durch die höhere Verstärkung in der Linienmitte erzeugt wird. Man muß zusätzliche Maßnahmen ergreifen, um die Modenselektion zu erhöhen. Wir können dabei grob zwischen Selektionsanordnungen für transversale Moden und solchen für axiale Moden des gleichen transversalen Modentyps unterscheiden. Daneben gibt es Anordnungen, die beide Funktionen vereinigen. Weiter benötigt man Hilfsmittel, um bei Materialien mit

mehreren getrennten Laserübergängen nur Schwingungen in einem Übergang zu erzeugen.

10.2. Bevorzugung einzelner Linien

Die letztgenannte Aufgabe, von mehreren invertierten Übergängen nur einen zu Schwingungen anzuregen, läßt sich wegen des meist relativ großen Frequenzabstandes leichter lösen. Sie tritt besonders bei Gaslasern auf, in denen Hunderte von Übergängen gleichzeitig invertiert sein können (N_2, Ar, He-Ne, Xe etc.)

Die einfachste Lösung besteht in der Verwendung schmalbandiger, dielektrischer Spiegel, die mit 10—100 Å Halbwertsbreite der Reflexion hergestellt werden können. Mit drei Spiegelsätzen für 0,63 μm, 1,15 μm und 3,39 μm kann man beim He-Ne-Laser die drei Hauptlinien einzeln anregen.

Allerdings ist die Verstärkung der 3,3 μm-Linie in einem dünnen, 1 m langen Laser bereits so hoch, daß die verbleibende Reflexion eines selektiven Spiegels für 0,63 μm ausreichen kann, die Schwingung bei 3,39 μm anzufachen oder wenigstens eine verstärkte spontane Emission bei 3,39 μm hervorzurufen, welche die Funktion des Lasers bei 0,63 μm beeinträchtigt. Die Rückkopplung kann für die 3,39 μm-Linie durch Absorber im Strahlengang beseitigt werden — im einfachsten Fall durch eine Normalglasplatte, die unter dem Brewsterschen Winkel in den Resonator eingebracht wird. Man klebt sie vorteilhaft auf eines der Brewsterfenster der Gasröhre auf.

Mit einem schmalbandigen Reflektor kann bei Rubin die sonst unterdrückte R_2-Linie [1146, 1541, 1542] zur Schwingung gebracht werden. In Neodymlasern kann mit selektiven Spiegeln neben der 1,06 μm-Linie die 0,9 μm-Linie und die 1,35 μm-Linie zu Schwingungen angeregt werden [1222, 1908]. Dielektrische Spiegel können mit einer Bandpaßcharakteristik hergestellt werden, so daß man mit 6 bis 8 Reflektoren das gesamte sichtbare Gebiet überdecken kann. Weiter sind Spiegel mit 2 oder mehr schmalen Reflexionsmaxima herstellbar.

Eine schärfere Trennung eng benachbarter Linien erhält man durch Verwendung dispergierender Prismen im Resonator, wie in Bild (10—1a) [378, 2561]. Damit die Verluste des Prismas gering sind, soll der Strahl beide Flächen unter dem Brewsterschen Winkel φ_B treffen. Für den brechenden Winkel gilt dann $\alpha = \pi - 2\,\varphi_B$. Zur Herabsetzung der Absorption soll der Strahl das Prisma so nah wie möglich

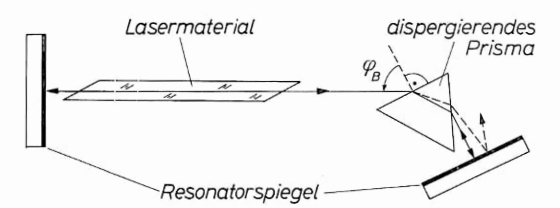


Bild 10—1a Resonator mit dispergierendem Prisma zur Selektion bestimmter Übergänge. Durch Drehen des Prismas um die brechende Kante können die Resonatorverluste erster Ordnung für unterschiedliche Frequenzen zum Verschwinden gebracht werden. Gestrichelt ist der Strahlengang für eine Übergangsfrequenz eingezeichnet, deren Schwingungen unterdrückt werden sollen. Wie bei Prismenspektrographen können mehrere Prismen kombiniert oder zum einfacheren Aufbau zu Geradsichtprismen ausgebildet werden. In der Zeichnung ist ein ebener Resonator dargestellt; für Gaslaser wird diese Anordnung meist hemikonzentrisch ausgeführt.

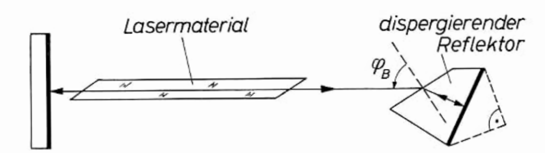


Bild 10—1b Resonator mit dispergierendem Reflektor. Ein besonderer Vorteil dieser Anordnung ist, daß die reflektierende Schicht vor Verschmutzung geschützt bleibt. Da die brechende Fläche parallel zu der Brewsterfläche des Lasermaterials ist, kann der Abstand zwischen Reflektor und Material klein gehalten werden. Bei Ausbildung zu einem 90° Prisma (gestrichelt) kann auf eine Spiegelschicht verzichtet werden. Der erhöhte Absorptionsverlust in dem Dielektrikum kann jedoch größer sein als der Reflexionsgewinn gegenüber einem guten dielektrischen Spiegel.

an der brechenden Kante passieren. Die Funktion des Prismas kann mit der eines Reflektors verbunden werden (Bild 10–1b). Mit dieser Anordnung ist es möglich, Linien geringer Verstärkung anzuregen, die ohne Dämpfung der übrigen Linien durch deren stimulierte Emission unterdrückt werden. Ein Beispiel ist die 5939 Å-Linie des He-Ne-Lasers.

In längeren Laserröhren kann bereits die Superstrahlung von Übergängen hoher Verstärkung auch ohne Rückkopplung die Laserfunktion in anderen Übergängen stören. Die Superstrahlung der 3,39 μm-Ne-Linie in einem langen Laser wird durch zwei Prismen oder absorbierende Glasscheiben an beiden Enden der Gasröhre unterdrückt. Unter Umständen ist es zweckmäßig, in einem langen Resonator mehrere Gasröhren unter Zwischenschalten von Filtern hintereinanderzustellen. Eine elegantere Unterbindung der 3,39 μm-Superstrahlung erhält man im He-Ne-Laser, wenn die Röhre in ein von Dauermagneten erzeugtes inhomogenes Magnetfeld eingebracht wird; die so erzeugte Linienverbreiterung setzt die Verstärkung bei 3,39 μm herab.

Bei Verwendung von Metallspiegeln ist es möglich, die Wechselwirkung verschiedener Linien hoher Verstärkung zu studieren [2090].

Die Reflexion von Gold- oder Silberspiegeln ist für $\lambda > 1$ µm größer als 97 %, so daß Metallspiegel für Infrarot-Laser im allgemeinen ausreichen.

Bei Kaskaden-Lasern ist der obere Laserterm der Linie der Endterm eines zweiten Laserübergangs und wird durch stimulierte Emission besetzt (Kap. 4). Hier ist die Koexistenz der beiden Linien für die Laserfunktion notwendig.

10.3. Transversale Modenselektion

a) natürliche Selektion

In Resonatoren, bei denen der Grundmode sich über den ganzen Resonatorquerschnitt ausdehnt, genügen die Beugungsverluste zu seiner Selektion, wenn sie in der Größenordnung der übrigen Verluste und nicht klein gegen die maximale Verstärkung sind. Bei Gaslasern heißt das, daß sie für ebene und konzentrische Resonatoren etwa 1 % betragen müssen, also $a^2/l\ \lambda \leqq 10$. Für einen 1 m langen Gaslaser mit $\lambda = 1$ µm ist dies bei Resonatordurchmessern bis 6 mm erfüllt.

Die Stabilität des Grundmode ist im ebenen oder konzentrischen Resonator empfindlich von der Justierungsgenauigkeit abhängig, da bei einer geringfügigen Verkippung der Spiegel der Verlust für höhere transversale Moden kleiner wird als der des Grundmode (Kap. 9).

Weit günstiger ist in dieser Beziehung der hemikonzentrische Resonator. Bei gleichen modenselektiven Eigenschaften erzeugt hier eine Verkippung der Spiegel nach Bild (10–2) nur eine Änderung der Fresnelzahl, aber keine Dejustierung des Resonators. Der Resonator ist daher auch gegen akustische Störungen unempfindlich; der selektierte Grundmode ist äußerst stabil. Für Laser kleiner Leistung ist der hemikonzentrische Resonator am besten geeignet. Für Impulslaser hoher Leistung ist er weniger günstig, da die Belastung des ebenen Spiegels hier zu hoch wird.

Bei den meisten Festkörperlasern ist das Material so inhomogen, daß für die üblichen Resonatorabmessungen die Beugungsverluste nicht zur Selektion des Grundmode ausreichen. Gute Ergebnisse erhält man mit YAG: Nd^{3+}, das sich bei Zimmertemperatur bequem mit einer Xenonbogenlampe kontinuierlich pumpen läßt (Kap. 14). Schon in Stäben von 2 cm Länge mit 1,5 % Nd^{3+} ist die Verstärkung groß genug, um das Material mit einem Außenspiegel von 95–99 % Reflexion betreiben zu können. Wenn man einen planparallelen, ein-

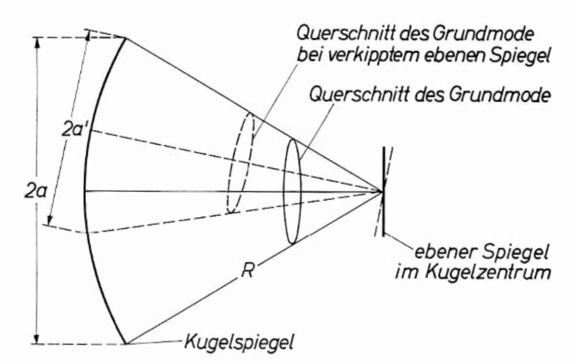


Bild 10—2 Unempfindlichkeit des hemikonzentrischen Resonators. Bei einer (gestrichelt gezeichneten) Verkippung der Spiegel ändert sich nur der Resonatorquerschnitt $2a$, jedoch nicht die Geometrie des Resonators. Die Unempfindlichkeit der hemikonzentrischen Anordnung bringt es mit sich, daß in einem geringfügig aus dieser Stellung dejustierten Resonator ($l = R - \varepsilon$) durch Kippen eines Spiegels leicht Moden niedriger transversaler Ordnung stabil selektiert werden können.

seitig 100%ig verspiegelten, auf der anderen Endfläche vergüteten Stab nach Bild (10–3) mit einem externen Kugelspiegel zu einem Resonator mit $l < r$ kombiniert, beobachtet man zunächst, abhängig von der Spiegeljustierung, Moden niedriger oder auch sehr hoher Ordnung. Bei einer Verlängerung des Resonators wächst die Fleckgröße nur langsam an. Bei Annäherung an die hemikonzentrische Stellung $l \approx r$ divergiert der Fleckdurchmesser ganz überraschend, das Moden-

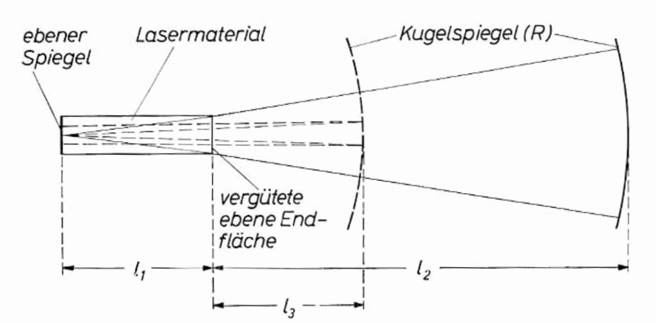


Bild 10—3 Anordnung für Festkörper-Dauerstrich-Laser. Für $\frac{l_1}{\mu} + l_2 = R$ ist der Resonator hemikonzentrisch. Für $\frac{l_1}{\mu} + l_3 = \frac{R}{2}$ ist die Anordnung hemikonfokal (gestrichelt). Durch Verschieben des Kugelspiegels auf einer optischen Bank lassen sich eindeutig alle Zwischenformen einstellen. Der Resonator ist für alle Stellungen bis zur hemikonzentrischen im Bereich geringer Verluste. Störungen der Moden treten für solche Stellungen auf, bei denen die verbleibenden Reflexe an der vergüteten Endfläche wieder in den Resonator fallen.

bild explodiert förmlich, und es bleibt der Grundmode übrig. Dessen Ausbildung und Selektion ist von der Spiegeljustierung in der hemikonzentrischen Stellung weitgehend unabhängig. Mit der Annäherung an die hemikonzentrische Stellung verschwinden gleichzeitig die durch Mikrophonie des Resonators und durch Schwingungen des Laserstabs im Kühlwasserstrom in anderen Resonatorstellungen erzeugten Unregelmäßigkeiten der zeitlichen Emission (Kap. 12).

Um die hohe Modenselektion hemikonzentrischer und konzentrischer Resonatoren ausnützen zu können, ist es notwendig, eine Feinabstimmung der Resonatorlänge vorzusehen.

Bei Lasern hoher Verstärkung, wie bei Rubin-Impuls-Lasern, erhöht sich die Schwelle nur geringfügig, wenn der Resonator überkonzentrisch wird ($l > r$), obwohl der Resonator dann Wanderungsverluste für den Grundmode aufweist und im Gebiet hoher Verlust ist. Mit den üblichen Dauerstrichlasern ist dagegen ein Betrieb in der überkonzentrischen Stellung nicht möglich, da die Verluste für $l > r$ schnell ansteigen und die nötige Verstärkung nicht mehr erreicht wird.

b) Herabsetzung der Fresnelzahl

Die transversale Selektion wird verbessert, wenn wir den Resonatorquerschnitt verringern und den Spiegelabstand vergrößern. Bei einem ebenen Rubinlaser von 5 mm $\varnothing$ kann man durch einen Abstand des äußeren Spiegels von 2 bis 5 m den Wert $a^2/l\,\lambda$ auf 28 bis 11 herabsetzen. Mit einer zusätzlichen Blende von 3 mm $\varnothing$ im Resonator wird $a^2/l\lambda < 5$, so daß die Beugungsverluste in die Größenordnung der Materialverluste kommen. Man erhält dann einen nahezu beugungsbegrenzten Strahl von 1 bis 2 Minuten Öffnungswinkel, während der Öffnungswinkel eines Rubinlasers mit festen Spiegeln bei 30–120 Minuten liegt [2071].

Bei optisch gepumpten Festkörperlasern ist die Inversion im Stabquerschnitt von der Verteilung des Pumplichtes abhängig und hat in der Regel ein Maximum in der Stabmitte (Kap. 14). Bei geringer Pumpleistung ist oft nur ein kleiner Bereich um die Stabmitte für Schwingungen ausreichend invertiert. Der Modenquerschnitt ist dann, besonders bei 3-Niveau-Materialien, durch den invertierten Querschnitt gegeben.

Man kann die Fresnelzahl eines solchen Lasers mit der Pumpleistung variieren. Wenn in einem konfokalen Laser nahe der Schwell-

leistung der invertierte Bereich in der Größenordnung von w_0 ist, dann treten Moden niedriger Ordnung auf [967]. Bei hoher Pumpleistung wird der ganze Stabquerschnitt invertiert; da der Grundmode auf die Stabmitte beschränkt ist, müssen zwangsläufig Moden sehr hoher transversaler Ordnung schwingen. Im Einzelimpuls wächst der invertierte Querschnitt, von der Stabmitte ausgehend, zeitlich an und zieht sich mit abfallendem Pumplicht wieder auf die Achse des Stabes zusammen. Der gepulste konfokale Laser fängt daher in niedrigen Moden an zu schwingen; im Pumpmaximum kommen Moden hoher Ordnung dazu, die allmählich wieder abklingen. Am Ende des Impulses bleiben wieder die Moden niedriger Ordnung übrig [843].

Bei ebenen Lasern überwiegen für alle Pumpleistungen und invertierten Querschnitte Moden niedriger Ordnung. Der mit der Pumpleistung wachsende Modenquerschnitt führt dazu, daß die Bündelung des Laserstrahls besser werden sollte; dies gilt allerdings nur für Laserordnungen konstanter transversaler Selektion.

Eine günstige Anordnung mit blendenbegrenzter Selektion erhält man, wenn der Reflektor selbst als Blende benutzt wird derart, daß eine Glasplatte nur auf dem Blendendurchmesser 2a verspiegelt ist. Man kann in diesem Fall, wenn die Beugungsverluste genügend

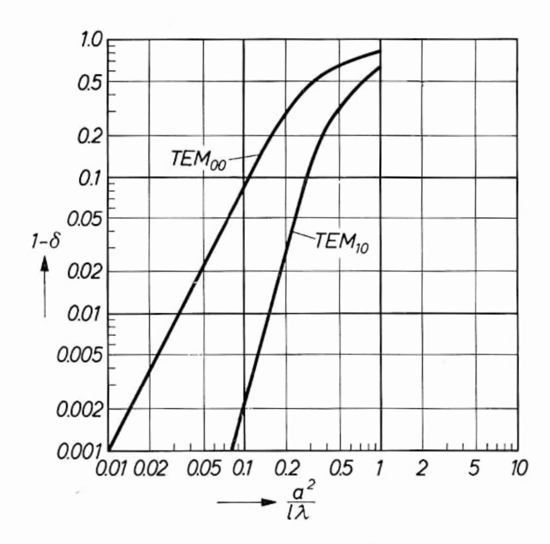


Bild 10—4 Beugungsverluste der beiden Moden niedrigster Ordnung in einem ebenen (konzentrischen) Resonator mit Kreisspiegeln für kleine Fresnelzahlen. Aufgetragen ist $1 - \delta$ (nach S. R. BARONE u. a. [129]).

groß sind, den Spiegelfleck undurchlässig machen und das sonst als Verlust in Erscheinung tretende, gebeugte Licht am Spiegelrand vorbei als Nutzsignal auskoppeln [1438]. Bei $a^2/l\lambda < 1$ ist das Fernfeld der durch Beugung ausgekoppelten Strahlung praktisch identisch mit dem des Grundmode. Bei diesem Verfahren ist es günstig, den Beugungsverlust des Grundmode groß gegen den Spiegelverlust zu wählen. Wir geben daher in Bild (10—4) die Verluste des ebenen (konzentrischen) Resonators für sehr kleine Fresnelzahlen an [129].

Die Verbesserung der transversalen Modenselektion durch Herabsetzen der Fresnelzahl wird bei einer Verlängerung des Resonators mit einer Verschlechterung der axialen Selektion erkauft, da die axiale Modendichte proportional zur Länge anwächst. Eine Verringerung des Materialquerschnitts bringt eine Verkleinerung des nutzbaren Materialvolumens und damit der Leistung.

c) Konzentrische Systeme mit Modenblende

Eine günstigere Lösung ermöglichen konzentrische oder hemikonzentrische Resonatoren, in deren Zentrum eine Modenblende aufgestellt wird (Bild 10—5). Im Zentrum haben Moden zunehmender transversaler Ordnung wachsenden Querschnitt. Eine Blende, die den Grund-

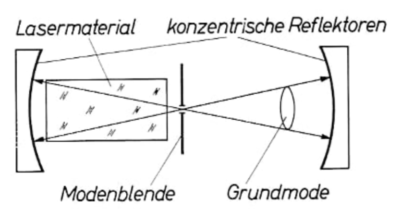


Bild 10—5 Konzentrischer Resonator mit Modenblende. Beim hemikonzentrischen Resonator befindet sich die Modenblende vor dem ebenen Spiegel. Wegen der sehr hohen Belastung der Blende kann es bei Festkörperlasern günstiger sein, die Blende etwas außerhalb des Zentrums anzubringen, wo die Selektion nur wenig schlechter, die Energiedichte aber merklich niedriger ist.

mode nahezu unbehindert passieren läßt, kann die Verluste aller anderen Moden so weit erhöhen, daß sie mit Sicherheit unterdrückt werden. In Bild (10—6) ist aufgezeichnet, wie Blenden verschiedenen Durchmessers die Verluste des TEM_{00}- und des TEM_{10}-Mode beeinflussen [1476]. Dabei ist $N = a^2/l\,\lambda$ mit a als Spiegelradius Parameter; auf der x-Achse ist der Radius r der Blendenöffnung, normiert auf a/N, aufgetragen. Für $ra/l\lambda \approx 0{,}3$ wird der Grundmode nur um 1 %

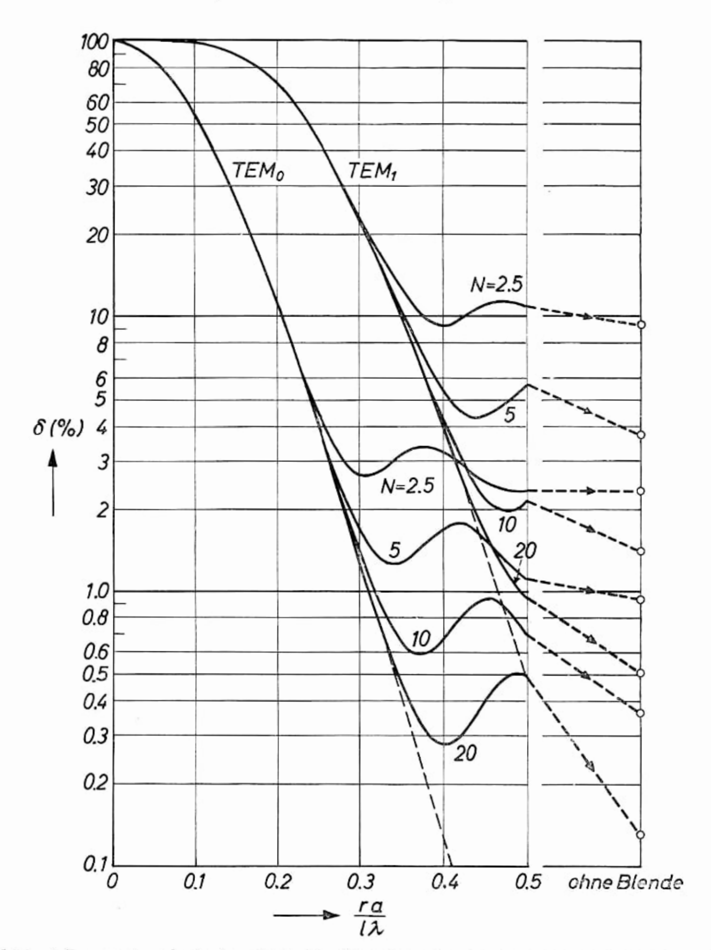


Bild 10—6 Beugungsverluste in einem blendenbegrenzten konzentrischen Resonator für die beiden Moden niedrigster Ordnung in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser r. Der Parameter N ist die Fresnelzahl des konzentrischen Resonators $\frac{a^2}{l\lambda}$. Die lang-gestrichelten Kurven geben die Verluste eines „äquivalenten" konfokalen Resonators mit $\frac{a^2}{l\lambda} = \frac{ra}{l\lambda}$ wieder (nach T. LI [1476]) an.

gedämpft, während der TEM_{10}-Mode um 20 % gedämpft wird. Die Relation ist von N unabhängig und verbessert sich noch mit wachsendem Spiegelradius.

Den gleichen modenselektiven Effekt kann man durch eine Blende in der Mitte eines konfokalen Resonators erreichen. Damit die höheren Moden mit Sicherheit unterdrückt werden, muß ihr Verlust größer sein

als die Verstärkung pro Durchgang. In einem blendenbegrenzten konfokalen Resonator läßt sich dies aber wegen der niedrigeren Verluste nur für kleine Fresnelzahlen, also für ein kleines Materialvolumen erreichen. Der blendenbegrenzte konzentrische Resonator ist daher vorzuziehen.

In Bild (10—7) ist das Verhältnis der durch eine Modenblende verursachten Verluste für die beiden niedrigsten Moden aufgetragen. Wie man sieht, erhält man die optimale Selektion für $\frac{ra}{l\lambda} = 0{,}28 - 0{,}36$

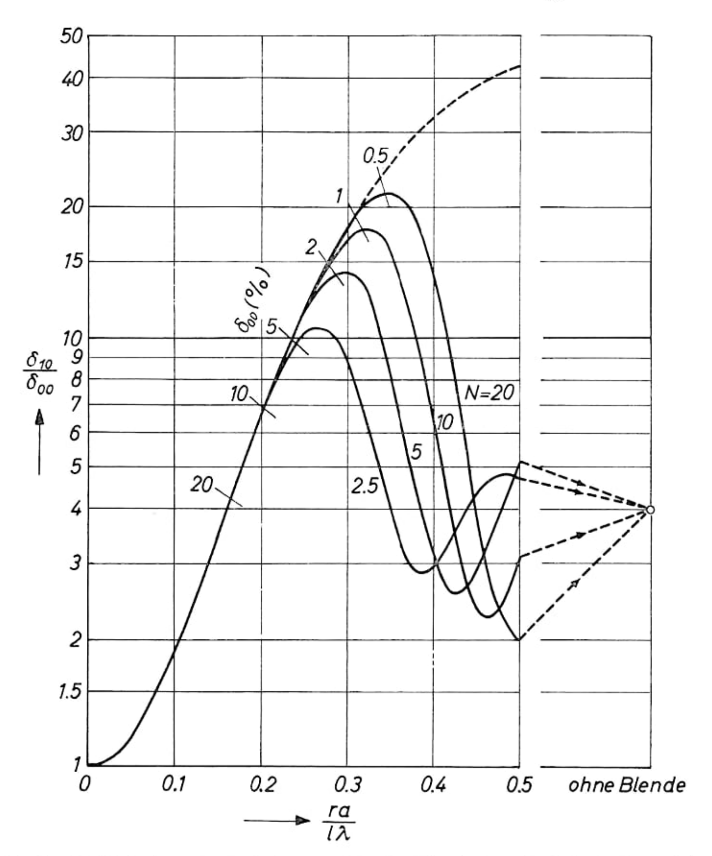


Bild 10—7 Verhältnis der blendenbedingten Beugungsverluste für die beiden Moden niedrigster Ordnung in einem konzentrischen Resonator. Wie in Bild (10—6) ist der Parameter N die Fresnelzahl des konzentrischen Resonators $\frac{a^2}{l\lambda}$; die gestrichelte Kurve gibt die Werte des „äquivalenten" konfokalen Resonators an (nach T. LI [1476]). Aus der Darstellung geht hervor, daß bei falscher Bemessung der Blende die Selektion schlechter sein kann als ohne Blende.

bei Fresnelzahlen von $N = 2{,}5 - 20$. Der günstigste Durchmesser der Blende entspricht etwa dem Durchmesser des Beugungsmaximums einer an den Spiegeln reflektierten Kugelwelle aus dem Zentrum.

Für $a = 0{,}25$ cm und $l = 100$ cm wird mit $\lambda = 1\ \mu$m:

$$2 r_{\text{opt}} \approx 0{,}24 \text{ mm } \varnothing.$$

Bei einem Gaslaser ist es wegen der relativ großen Öffnung kein Problem, eine Modenblende anzubringen. Praktisch benutzt man vorzugsweise hemikonzentrische Spiegel, bei denen die Modenblende sich vor dem ebenen Spiegel befindet. In diesem Fall ist statt l der doppelte Spiegelabstand einzusetzen.

Problematisch wird die Benutzung einer Modenblende bei Festkörperlasern, wenn man zur Erzielung einer hohen axialen Selektion die Resonatorlänge klein halten will. Für $a = 0{,}5$ cm, $l = 20$ cm folgt mit $\lambda = 1\ \mu$m

$$2\, r = 0{,}024 \text{ mm } \varnothing.$$

Bei einem Blendendurchmesser von nur 24 µm ist die Justierung schwierig und die Anordnung empfindlich gegen äußere Störungen. Außerdem wird bei Festkörpermaterialien wie Rubin die Energiedichte in der Blendenöffnung so groß, daß die Blende schnell zerstört wird. Längere Zeit als Blenden brauchbar sind Ziehdiamanten, die mit den hier notwendigen Öffnungen in gefaßter Form handelsüblich sind. Durch Abbildungssysteme kann der beugungsbegrenzende Blendendurchmesser vergrößert werden. Mit dieser Anordnung ist es in gepulsten Festkörperlasern schlechter Materialhomogenität möglich, definierte Moden niedriger Ordnung zu selektieren [293].

Hemikonzentrische Resonatoren mit Modenblenden kann man bei gepulsten Festkörperlasern praktisch nicht anwenden, da im Fokus jeder Spiegel zerstört würde; man muß zwei gekrümmte Spiegel verwenden.

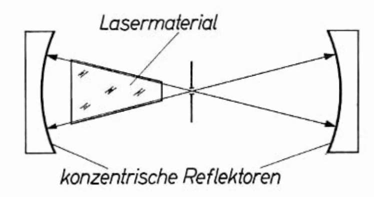


Bild 10—8 Konzentrischer Resonator, in dem das aktive Material in der Formgebung an die Geometrie des Grundmode angepaßt ist. Bei Festkörperlasern wird so der Pumpwirkungsgrad gesteigert, und Temperatureffekte werden verringert. In Gaslasern führt der kleinere mittlere Durchmesser des Entladungsrohrs zu einer Steigerung der Verstärkung; es ist hier üblich, das Rohr in mehreren zylindrischen Stufen zu erweitern. In der Praxis wird ein hemikonzentrischer Resonator verwendet.

Es ist bei konzentrischen Resonatoren sinnlos, das Masermaterial in Form eines Zylinders auszubilden, da der Grundmode nur einen Konus erfassen kann. Bild (10—8) zeigt eine Ausführungsform, bei der das aktive Material auf das Modenvolumen des Grundmode beschränkt ist.

d) Dem blendenbegrenzten, konzentrischen Resonator äquivalente Anordnungen

Mit Hilfe von brechenden Flächen kann man Anordnungen aufbauen, die einem konzentrischen Resonator entsprechen, bei denen aber der Grundmode im aktiven Material eine ebene Welle ist, also das ganze Volumen eines Zylinders erfassen kann. Bild (10—9) zeigt einen aus zwei ebenen Reflektoren gebildeten Resonator, in den zwei konfokale Linsen

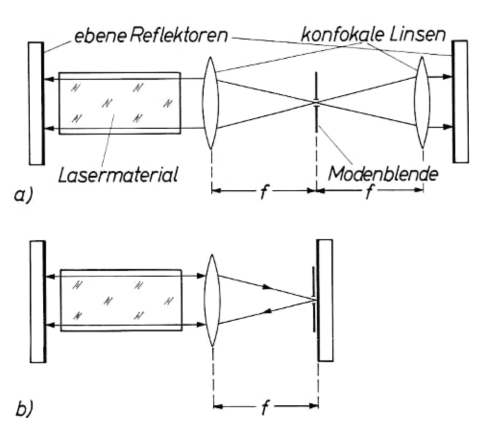


Bild 10—9 Mit ebenen Spiegeln aufgebauter blendenbegrenzter, konzentrischer Resonator (a). Einen analogen hemikonzentrischen Resonator erhält man mit nur einer Linse, in deren Brennpunkt der ebene Spiegel und die Modenblende steht (b). Es ist bei (a) nicht notwendig, daß beide Linsen gleiche Brennweite haben.

eingebaut sind. Die Modenblende wird in die Brennebene der beiden Linsen eingebracht. Die Blendenöffnung für den Grundmode entspricht der eines konzentrischen Resonators mit $d = 2a$; für $2a$ ist der beugende Durchmesser des ebenen Resonators, also z. B. der des Materials oder der Linse einzusetzen. In diese Anordnung können definierte Moden auch mit Lasermaterialien geringer Homogenität erzwungen werden. Dabei ist der auf der Kollimatorseite beobachtete Strahl weit besser definiert als der am anderen Spiegel austretende,

weil dieser bereits wieder durch Materialinhomogenitäten verzerrt wird [2262, 3018]. Die Anordnung ist ein konzentrischer Resonator.

Für manche Zwecke ist es nicht notwendig, einen einzigen Mode zu isolieren. Man kann den Blendendurchmesser in diesem Fall relativ groß wählen und erhält als wesentlichen Vorteil gegenüber einem einfachen, ebenen Laser einen scharf begrenzten, kreisrunden Strahl.

Bei Gaslasern führen Modenblenden nicht zu einer wesentlichen Erhöhung der Schwelle, da ihr Durchmesser so zu wählen ist, daß der selektierte Mode nicht merklich gedämpft wird. In Festkörperlasern nach Bild (10—9) steigt die Schwellenergie dagegen bei Einführung der minimalen Blende erheblich an. Der Hauptgrund dafür liegt darin, daß durch die Blende eine Inversion im ganzen Materialquerschnitt erzwungen wird, wie sie erst bei höherer Pumpenergie auftritt. Die Ausgangsenergie eines Rubinlasers mit Modenbegrenzung ist wegen der hohen Materialverluste, die bei jedem Durchgang Strahlung aus dem Grundmode auskoppeln, erheblich — etwa eine Größenordnung — niedriger als im Multimodebetrieb. Die Energie pro Mode ist dagegen um mehrere Größenordnungen höher als ohne Blende.

Bei der Anordnung von Bild (10—9) müssen beide Linsen sphärisch korrigiert und in der Oberflächengüte mit den Reflektorspiegeln vergleichbar sein. (Abweichung von der Kugel $< \lambda/10$). Wegen der hohen Belastung in Festkörperlasern kommen praktisch nur unverkittete Linsensysteme in Frage. Die Anordnung wird mit einem Autokollimationsfernrohr einjustiert.

Zusätzliche brechende Flächen werden in der konzentrischen Anordnung nach Bild (10—10) vermieden. Hier ist der Laserstab einseitig mit einer Kugelfläche abgeschlossen. Den Krümmungsradius des äußeren Spiegels wählt man vorteilhaft größer als die Brennweite der brechenden Fläche, so daß seine Belastung niedrig ist. Mit einem ebenen Außenspiegel im Brennpunkt ist die Anordnung hemikonzentrisch. In ausreichender Näherung für den kleinen Brennfleckdurchmesser des Grundmode ergibt auch ein blendenbegrenzter Kugelspiegel im Brennpunkt einen hemikonzentrischen Resonator (Bild 10—10b). Wenn der Brennpunkt mit dem des Kugelspiegels zusammenfällt, erhalten wir einen konfokalen Resonator. Diese Ausführungsform ist für Festkörper-Dauerstrichlaser vorteilhaft; die brechende Endfläche ist dabei zu vergüten. (Konkav gekrümmte Endflächen gestatten in ähnlicher Weise die Realisierung hemikonzentrischer Resonatoren.) Günstig im Vergleich zur hemikonzentrischen

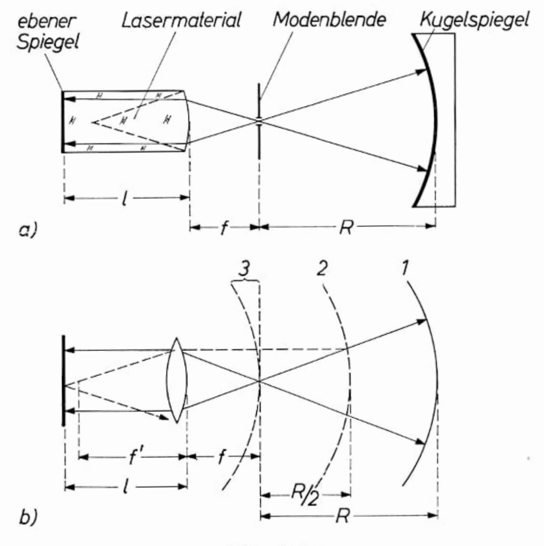


Bild 10—10

a) Konzentrischer Resonator in einer für Festkörper-Dauerstrichlaser günstigen Ausführungsform. Die brechende Fläche des Laserstabs ist zu vergüten.

b) Beim Verschieben eines Kugelspiegels auf der optischen Bank erhält man nacheinander für den Grundmode die konzentrische (1), die konfokale (2) und die hemikonzentrische Stellung (3).

Ohne Modenblende treten für gewisse Spiegelstellungen Strahlengänge auf, bei denen der Grundmode im Lasermaterial keine ebene Welle darstellt.

Anordnung nach Bild (10–3) mit einem beidseitig ebenen Stab ist, daß restliche Reflexe an der unverspiegelten Endfläche aus dem Resonator herausfallen.

Zur Justierung eines solchen Resonators für einen YAG: Nd^{3+}-oder Rubin-Dauerstrichlaser genügt es, den Außenspiegel zwischen hemikonzentrischer und konzentrischer Stellung aufzustellen und unter schrittweiser Veränderung eines Freiheitsgrads zu schwenken, bis Laserschwingungen beobachtet werden. Dabei ist in der konzentrischen und hemikonzentrischen Stellung keine Modenblende zur Isolation des Grundmode nötig; die Selektion durch den Beugungsverlust ist ausreichend hoch.

Andere vorgeschlagene Systeme zur transversalen Modenselektion entsprechen durchweg ebenfalls konzentrischen, blendenbegrenzten Resonatoren [Bsp. 1837]. In einigen Fällen wurden Systeme vorgeschlagen, die hohe Wanderungsverluste haben und daher mit dem konzentrischen System nicht konkurrenzfähig sind [1745]. Die An-

wendung solcher Resonatoren mag bei hochverstärkenden Materialien diskutabel sein [2238].

e) Selektion höherer transversaler Moden

Für eine praktische Anwendung ist in der Regel nur der Grundmode geeignet. Man kann jedoch auch Moden höherer transversaler Ordnung selektieren. Dafür sind besonders Resonatoren zwischen konfokaler und konzentrischer (ebener) Anordnung geeignet, in denen die transversalen Moden unterschiedliche Querschnittsabmessungen aufweisen. Bei gegebener Querschnittsbegrenzung schwingen stets die im hochinvertierten Bereich möglichen Moden der höchsten transversalen Ordnung. Meistens treten eine ganze Anzahl verschiedener Moden gleichzeitig auf. Man bevorzugt bestimmte Modentypen durch Einführung von Unsymmetrien in dem Resonator. Geeignet hierfür sind dünne Drähte, Drahtsterne oder -gitter, durch die man Nullstellen in vorgegebenen Ebenen erzwingt. Blenden oder schneidenförmige Resonatorbegrenzungen unterschiedlicher Form führen zur Selektion von Moden niedriger Ordnung in einer Koordinatenrichtung: TEM_{onq}. Ohne zusätzliche Hilfsmittel kann man unter Ausnutzung von Fehlern der Spiegel, der Fenster und des Lasermaterials allein durch Verdrehen und Versetzen der Reflektoren und des Materials unterschiedliche Moden anregen. Die in der Literatur veröffentlichten Modenbilder werden meist mit Hilfe von Drähten und Blenden im Resonator gewonnen [2047, 1839].

10.4. Axiale Modenselektion

Bei der Selektion transversaler Moden müssen bestimmte Richtungen bevorzugt werden; dies läßt sich mit Hilfe von brechenden Flächen und Blenden relativ leicht erreichen. Bei der Selektion einer axialen Modenordnung muß eine bestimmte Frequenz bevorzugt werden. Diese Aufgabe ist in der Praxis merklich schwieriger zu lösen.

a) Kurzer Resonator

Die einfachste Lösung besteht darin, den Abstand axialer Moden $\frac{c}{2l\mu}$ größer zu wählen als die Linienbreite des aktiven Materials $\Delta\nu$.

Bei einem Gas-Laser mit 1500 MHz Linienbreite (He-Ne 0,63 μm) muß $l \leqq 10$ cm gewählt werden, damit nur ein Mode innerhalb der Linienbreite liegt (Bild 10—11). Dabei soll der Mode in die Linienmitte eingestimmt werden, um eine niedrige Schwelle zu erreichen. Dies

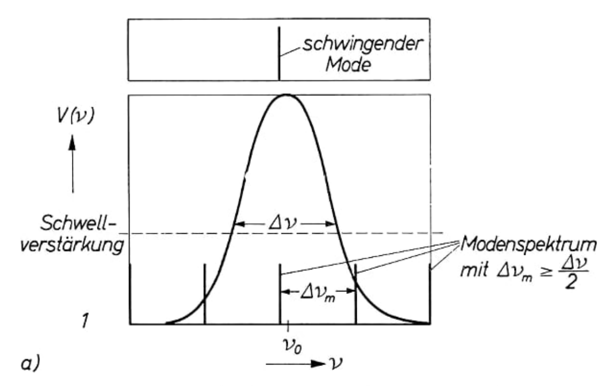
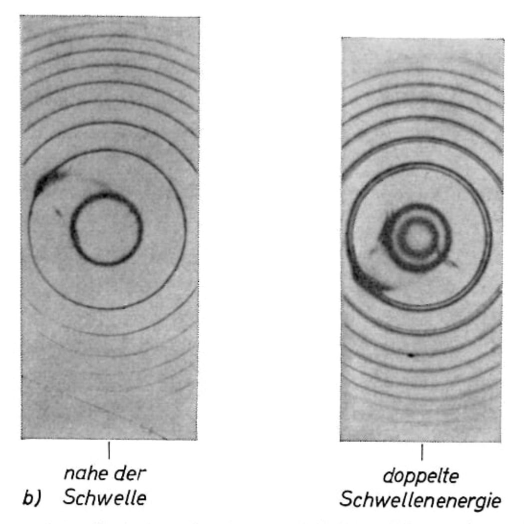


Bild 10—11 Axiale Modenselektion durch großen Modenabstand in einem kurzen Resonator
a) Wenn der Mode in die Linienmitte eingestimmt ist, genügt im allgemeinen etwa $\Delta\nu_m \geqq \frac{\Delta\nu}{2}$ zur Selektion auch bei hoher Anregung.



b) Emission eines axialen Modentyps in einem auf 77 °K gekühlten ebenen Rubinlaser von 60 mm Länge. Fabry-Perot-Aufnahmen mit 2 mm Plattenabstand (nach V. K. KONJUKHOV u. a. [1377]). Bei höherer Pumpenergie erscheinen wegen der Aufspaltung des Grundzustands um 12 GHz zwei Moden.

wird durch eine Feinabstimmung der Resonatorlänge erreicht. Da $\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx 3{,}5 \cdot 10^{-6}$ ist, muß die Resonatorlänge auf $3{,}5 \cdot 10^{-7}$ stabil sein, damit die Modenfrequenz sich höchstens um 10% aus der Linienmitte verlagert. Dieses Problem kann man im Experiment so umgehen, daß man die Resonatorlänge periodisch wobbelt, indem ein Spiegel auf einem Piezowandler befestigt wird, oder indem ein so regelbarer Spiegel nachgesteuert wird (s. Kap. 13).

He-Ne-Gaslaser der geforderten Länge können bei kleinem Rohrdurchmesser realisiert werden; die Leistung ist wegen des geringen Volumens naturgemäß niedrig und liegt bei 0,1 mW. Durch Verwendung isotopenreiner Gase kann die Verstärkung erhöht werden [897, 922]. Bei Gasen mit hohem Atomgewicht (Xenon) und im tieferen Infrarot (CO_2) ist die Dopplerbreite geringer, so daß auch in längeren Rohren nur ein axialer Mode in die Linie fällt.

Auch die Linienbreite von Rubin und von $CaF_2{:}Dy^{2+}$ bei tiefen Temperaturen ist genügend klein, daß nur ein axialer Modentyp in Resonatoren von einigen Zentimetern Länge auftritt [1745] (Bild 10- 11b). Bei Rubin ist die Verstärkung pro cm für 77 °K so hoch, daß man experimentell keine Abhängigkeit der Schwelle von der Resonatorlänge mißt; bei $CaF_2{:}Dy^{2+}$ dagegen kann man die Schwelle im Dauerstrich merklich erniedrigen, wenn die Resonatorlänge so gewählt wird, daß ein Mode in der Linienmitte liegt.

b) gekoppelte Resonatoren

Wenn mehrere axiale Moden innerhalb der Linienbreite liegen, dann muß eine zusätzliche Frequenzabhängigkeit in den Resonator eingeführt werden, um einen dieser Moden oder einige wenige zu bevorzugen.

Der klassische Weg besteht in der Kopplung mehrerer Resonatoren. Man erreicht dadurch, daß die Moden eine größere Zahl von Grenzbedingungen erfüllen müssen. In den praktisch wichtigen Fällen ist der Aufbau ähnlich wie in Bild (10—12). Man koppelt einen Resonator großer Länge L und damit großer Modendichte mit einem Resonator geringer Länge l, also geringer Modendichte. Der lange Resonator enthält das aktive Material. Der Grundgedanke ist dabei, daß nur die weit getrennten Moden des kurzen Resonators selektiert werden sollen. Man wählt dessen Modenabstand so groß, daß ein Mode innerhalb der Linienbreite liegt.

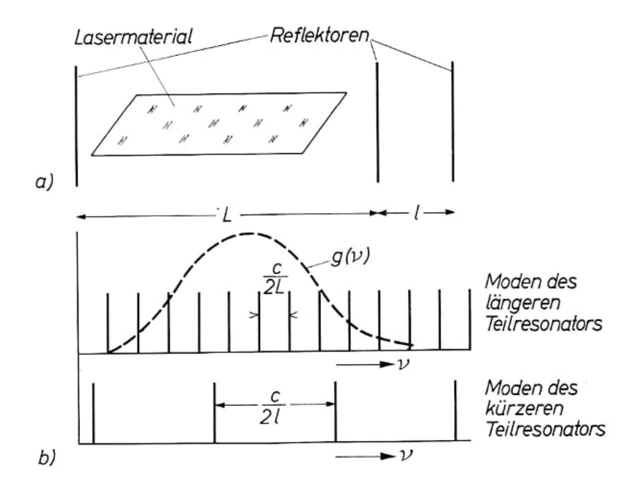


Bild 10—12 Axiale Modenselektion durch gekoppelte Resonatoren

a) Prinzipieller Aufbau. Das Material muß nichtreflektierende Endflächen haben, damit es nicht selbst einen Teilresonator darstellt (Brewsterflächen, allgemeiner geneigte Endflächen oder Vergütung).

b) Modenspektren der Teilresonatoren und Verstärkungslinie des Materials $g(\nu)$. Im allgemeinen ist der Modenabstand des längeren Teilresonators sehr klein gegen die Linienbreite. Für einen 20 cm langen Rubinlaser ist z.B. $\Delta\nu_m : \Delta\nu = 2 \cdot 10^{-3}$.

Tatsächlich sind die Verhältnisse komplizierter, da die Moden der gekoppelten Resonatoren nicht mehr mit denen der einfachen Resonatoren identisch sind [1345, 1358, 1365, 747]. In ausreichender Näherung ergibt sich das in Bild (10–13) aufgezeichnete Verhalten. In den gekoppelten Resonatoren sind die Resonanzfrequenzen die des längeren Resonators mit dem Abstand $\Delta\nu_m = \frac{c}{2L\mu}$. Ihre Güte wird moduliert durch die Kopplung mit dem kürzeren Resonator. Die Moden höchster Güte haben den Abstand $\frac{c}{2l\mu}$, entsprechen also den Moden des kürzeren Resona-

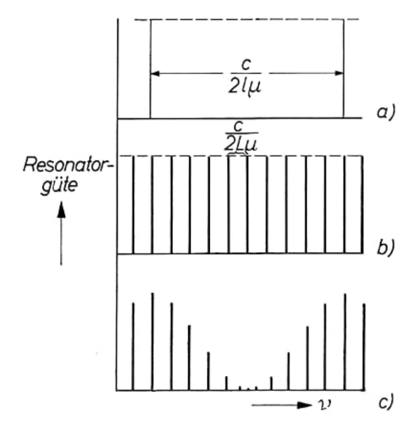


Bild 10—13 Resonatorgüte in einfachen (a), (b) und in gekoppelten Resonatoren (c). Wir können (c) so interpretieren, daß die Reflexion des wirksamen Spiegels mit dem Modenabstand des kürzeren Resonators moduliert ist, so daß die Schwellbedingung lautet: $V\,R(\nu) = 1$.

tors. Im Gebiet geringer Güte treten zusätzliche Resonanzfrequenzen auf, so daß die Gesamtzahl der Resonanzen durch die Länge $l + L$ bestimmt ist. Diese Resonanzen sind aber uninteressant, da sie in der Praxis gerade unterdrückt werden.

Bild (10—14) zeigt einen Gaslaser mit zwei gekoppelten hemikonzentrischen Resonatoren. Sinnvollerweise verwendet man den mittleren Spiegel für beide Resonatoren gemeinsam und vergütet ihn ein-

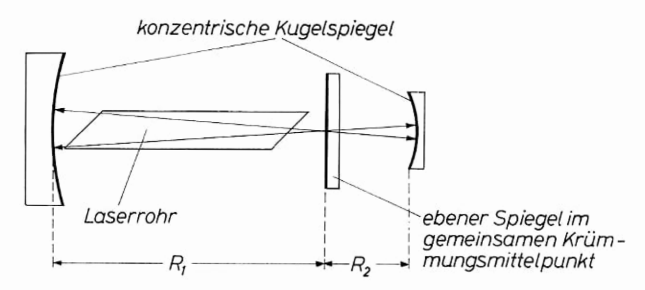


Bild 10—14 Gekoppelte hemikonzentrische Resonatoren. Damit eine ausreichende Kopplung entsteht, soll die Transmission des gemeinsamen Spiegels groß gegen seine Absorptionsverluste sein. Das läßt sich für Gaslaser geringer Verstärkung, also bei hoher Reflexion, befriedigend nur mit höchstwertigen dielektrischen Spiegeln erreichen.

seitig. Es ist nicht notwendig, daß beide Resonatoren im gleichen transversalen Mode betrieben werden. Im Interesse einer starken Kopplung wird man die Reflexion des mittleren Spiegels relativ niedrig wählen, aber doch so hoch, daß der eine Resonator allein schwingungsfähig ist, also $R \sim 90 - 95\,\%$. Die Anordnung ist dann leicht justierbar. Um einen Mode hoher Güte in die Linienmitte einzustimmen, muß einer der Spiegel auf Bruchteile einer Wellenlänge fein justierbar sein. Mit 3-Spiegel-Anordnungen ist es auch in längeren konzentrischen, konfokalen oder ebenen Resonatoren möglich, die Zahl der axialen Moden stark zu reduzieren und bei niedriger Inversion einen einzigen Modentyp anzuregen [1365].

Bei Festkörperlasern wie Rubin oder Neodym-Glas muß die Länge des kürzeren Resonators kleiner als 1 cm gewählt werden, um ausreichend wenige Moden hoher Güte in der Linienbreite zu erhalten. Hier ist es praktikabler, den zweiten Resonator als dielektrische, verspiegelte Platte in Form eines Fabry-Perot-Resonators auszuführen. Dabei kann man nach Bild (10—15) die Platte etwas schräg zur Resonatorachse in einen ebenen Resonator einbringen oder sie nach Bild (10—16) direkt als Reflektor verwenden. Im ersten Fall ist die

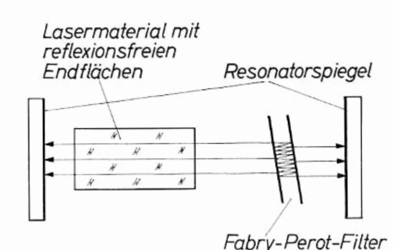


Bild 10—15 Axiale Modenselektion durch Fabry-Perot-Filter im Resonator. Die Anordnung läßt sich am einfachsten mit ebenen Spiegeln und mit einer beidseitig verspiegelten Platte ausführen. In Resonatoren mit Kugelspiegeln sollte ein Filter verwendet werden, dessen reflektierende Flächen den Phasenflächen des Resonators angepaßt sind. Einfacher benutzt man dann einen konzentrischen Resonator nach Bild (10—9) und stellt ein ebenes Fabry-Perot-Filter in den ebenen Teil des Resonators.

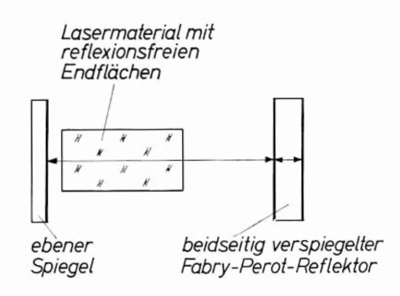


Bild 10—16 Axiale Modenselektion durch Fabry-Perot-Reflektor. Bei dieser Anordnung arbeitet der selektierende Resonator im Grundmode erster Ordnung ($\theta = 0$). Fabry-Perot-Filter nach Bild (10—15) arbeiten in Wanderfeldmoden ($\theta \neq 0$). Die üblicherweise verwendeten Elemente sind offene Resonatoren.

Transmissionskurve der Platte für die Selektion maßgebend, im zweiten Fall die Reflexionskurve; sie sind in Bild (10—17) für verschiedene Reflexionskoeffizienten aufgetragen. Wie es für das Fabry-Perot-Interferometer typisch ist, hat die Transmission bei hoher Verspiegelung schmale Durchlaßbereiche, die Reflexion schmale Sperrbereiche. Bei niedriger Reflexion sind die Kurven für Transmission und Reflexion praktisch gleich. Hieraus ergeben sich die verschiedenen Anwendungsbereiche. Mit einer hochverspiegelten Platte im Resonator erhält man eine sehr starke Selektion weit getrennter Frequenzbänder, die ausreicht, um bei Platten von 0,1 bis einigen mm Dicke einzelne Moden in Festkörperlasern anzuregen. Eine Abstimmung ist in einfacher Weise durch Drehen der Platte möglich [1330, 1630, 1631]. Fabry-Perot-Filter können allerdings nur in einem kleinen Winkelbereich ihrer Stellung zur Resonatorachse verwendet werden. Bei Annäherung an die Einstellung senkrecht zur Resonatorachse wirken sie unerwünschterweise als Reflektoren. Bei zu schrägem Durchtritt der Strahlung wird der Wanderungsverlust groß, da der Strahlquerschnitt normalerweise nicht groß gegen die Etalondicke ist. Eine größere Freiheit könnte die Verwendung geschlossener Resonatoren als modenselektive Filter ergeben.

Da die Absorption der verfügbaren Spiegel nicht vernachlässigbar klein ist, geht bei starker Selektion durch hochreflektierende Platten ein erheblicher Energieanteil verloren, der in Leistungslasern zur Zerstörung des Fabry-Perot-Filters führt. Man muß bei hoher Lei-

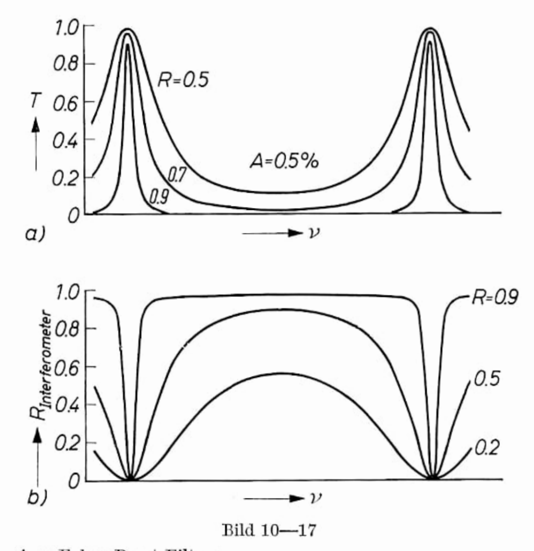


Bild 10—17

a) Transmission eines Fabry-Perot-Filters
b) Reflexion eines Fabry-Perot-Reflektors.
Die Kurven folgen aus Gl. (5—44) und Gl. (5—45) für den passiven Fall $V = 1$. Es wurde eine Absorption von 0,5% für jede Spiegelschicht angenommen (nach H. MANGER u. a. [1630]). Wir können den Einfluß eines solchen Modenselektors einfach durch eine veränderte Schwellbedingung beschreiben: $V\,R\,T(\nu) = 1$ (a) und $V\,R(\nu) = 1$ (b).
$R(\nu)$ und $T(\nu)$ sind die aufgezeichneten Kurven; R ist als Parameter die Reflexion einer Spiegelschicht.

stung relativ niedrig reflektierende Spiegelschichten verwenden. In diesem Fall ist es günstiger, ein schwach verspiegeltes Etalon als Reflektor zu verwenden, als die Verspiegelung des Fabry-Perot-Filters zu erniedrigen [2072, 2283]. Der Fabry-Perot-Reflektor hat den Vorteil, daß ein Bauelement weniger verwendet wird und daß die Anordnung einfacher und stabiler ist. Die sinnvolle Grenze der Anwendung liegt bei einer Reflexion der Einzelflächen von 20 bis 30%.

Für Etalon-Reflektoren ist als Beschichtung je eine Schicht TiO_2 sinnvoll; die maximale Reflexion der selektierten Moden beträgt dann 50 bis 60%. Für Fabry-Perot-Filter sind 3- bis 5-schichtige dielektrische Spiegel günstig.

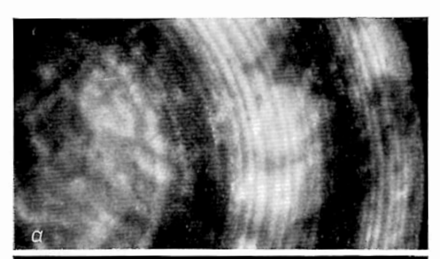
Bei guten Rubinlasern genügen unverspiegelte Glasplatten mit rund 16% maximaler Reflexion als Reflektor zum Betrieb eines Lasers bei Zimmertemperatur. Mit Platten von 1 bis 2,5 mm Dicke gelingt es bei mäßiger Pumpenergie, nur Moden in einem Reflexionsmaximum anzuregen. Wegen der thermischen Liniendrift von Rubin kommen dabei nacheinander mehrere benachbarte Moden

eines Reflexionsmaximums in einem Impuls zur Emission. In einem bestimmten Zeitpunkt wird nur ein axialer Mode angeregt [2069, 2081] (s. Kap. 12). Für hohe Leistungen sind unverspiegelte Platten aus Korund oder Rutil als unempfindliche, modenselektive Reflektoren geeignet [1906, 2072].

In kontinuierlichen Rubinlasern kann bei 300 °K durch ein Fabry-Perot-Filter von 2 mm Dicke mit 3-schichtigen Spiegelbelägen ein axialer Mode stabil isoliert werden; die Selektion einer planparallelen Platte ist dabei auch in gekrümmten Resonatoren ausreichend hoch.

Die verringerte Emissionsbreite von Lasern bei erhöhter axialer Selektion ermöglicht es, das Spektrum mit Interferometern hoher Auflösung zu untersuchen, ohne daß sich verschiedene Ordnungen bereits überlappen. Die Bilder (10—18) und (10—19) zeigen einige Fabry-Perot-Aufnahmen des Spektrums eines Rubinlasers mit Etalon-Reflektor, Bild (10—20) zeigt Spektren von Neodym-Lasern mit Fabry-Perot-Filter [1631]

Als gekoppelte Resonatoren kann man bei Festkörperlasern mehrere gleich oder ungleich lange, planparallel bearbeitete





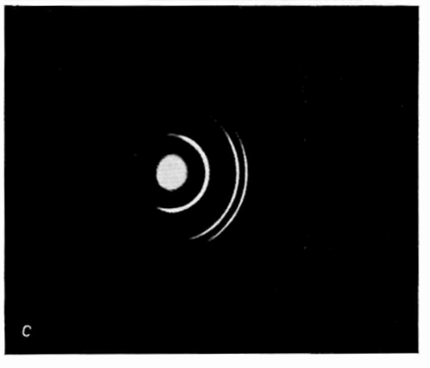


Bild 10—18 Modenselektion durch Fabry-Perot-Reflektor in einem Rubinlaser. Fabry-Perot-Aufnahmen mit 5 mm Plattenabstand bei 300 °K

a) Emission in zahlreiche axiale Moden nahe der Schwellenergie in einem einfachen Resonator
b) Emission in einem Reflexionsmaximum, Etalondicke 2,5 mm
c) Emission in zwei Reflexionsmaxima, Etalondicke 2,5 mm.

Bei b) wurde die Linienmitte durch Temperaturwahl in ein Reflexionsmaximum eingestimmt, bei c) liegt sie zwischen zwei Reflexionsmaxima. Die Moden des längeren Resonatorteils (15 cm) sind in b), c) nicht aufgelöst (s. Bild 9—19).

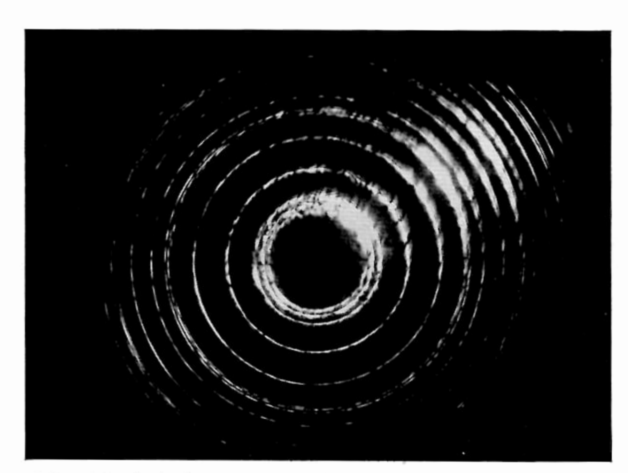


Bild 10—19 Hochaufgelöste Spektralaufnahme der Emission eines Rubinlasers mit unverspiegeltem Glasetalon als Fabry-Perot-Reflektor. Resonatorlänge 15 cm; Etalondicke 2,5 mm. Fabry-Perot-Aufnahme mit 15 mm Plattenabstand. Es schwingen Moden in 3 Reflexionsmaxima des Etalons, und zwar sind in dem nahe der Linienmitte liegenden Maximum 3 axiale Modentypen angeregt (dies sind die drei benachbarten inneren Ringe der Aufnahme). In den beiden äußeren Maxima ist je ein axialer Modentyp angeregt. Aus der Fernfeldstruktur sieht man, daß die Resonanzfrequenzen im Strahl in kleinen Bereichen winkelabhängig sind — eine Folge optischer Inhomogenitäten des Rubin.

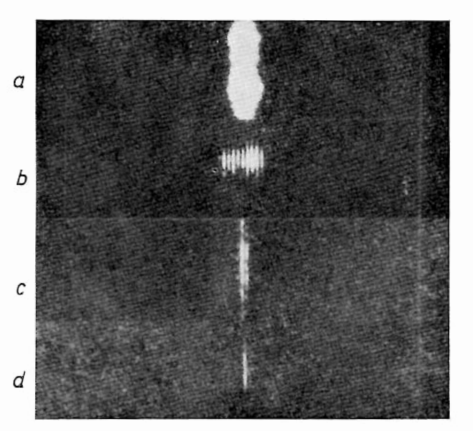


Bild 10—20 Modenselektion in einem $CaWO_4 : Nd^{3+}$-Laser mit einem Fabry-Perot-Filter (nach H. MANGER u. a. [1631]). Es wurden zwei kombinierte Platten von 5,9 und 11,95 mm Dicke mit Spiegelschichten von 75% Reflexion verwendet. a) zeigt die Emission ohne Modenselektion mit ca. 400 unaufgelösten axialen Moden; b) zeigt die Emission von 10 Moden bei Einführen einer Platte von 5,9 mm; c) zwei Moden, d) Ein-Moden-Emission bei Einführung der beiden kombinierten Platten.

Zylinder aus aktivem Material mit unbeschichteten Endflächen verwenden. Bei Rubin ist wegen der hohen Gesamtreflexion bei mehr als zwei Abschnitten eine Verspiegelung der beiden äußeren Endflächen nicht notwendig [256, 739, 1289]. Die Abstimmung der Anordnung ist schwierig, die transversale Selektion bei gedrängtem Aufbau gering [1981, 2975].

Eine einfache Erweiterung des Fabry-Perot-Selektors besteht in der Kombination mehrerer paralleler, dielektrischer Etalons gleicher oder ungleicher Dicke. Man erreicht damit ohne Spiegelschichten eine hohe Gesamtreflexion und bei ungleicher Dicke der Platten eine erhöhte Selektion.

10.5. Gekoppelte axiale und transversale Selektion

Mit gekoppelten Resonatoren kann man axiale und transversale Moden gleichzeitig selektieren. Das Fabry-Perot-Filter nach Bild (10—15) wirkt durch seine richtungsabhängige Reflektion in einer Ebene selektiv. Durch Kombination von zwei Filtern mit zueinander senkrechter Anordnung kann die transversale Modenselektion zusammen mit der axialen Selektion stark erhöht werden [500]. Eine einfache Lösung ergibt auch hier, wenn eine geringe Resonatorgüte zulässig ist, die Anordnung von Bild (10—16). Es kommen näherungsweise nur die transversalen Moden in Emission, die Moden des Etalons sind. Wegen seiner geringen Dicke haben diese Moden stark unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen, so daß eine transversale Selektion stattfindet. Im Fernfeld eines Rubinlasers erhält man definierte Modenbilder (Bild 10—21), die wegen der starken Streuung im Rubin verwaschen sind. Der Öffnungswinkel eines solchen Lasers beträgt typischerweise 2—10 Minuten.

Bei den gekoppelten Anordnungen ist der selektierte transversale Modentyp nur über die Justierung des Resonators wählbar. In der Regel tritt bei minimaler Schwellenergie ein komplizierter Mode auf, der durch Fehler des Kristalls bestimmt wird. Es ist nicht ohne weiteres möglich, den TEM_{00}-Mode in der Linienmitte zu selektieren.

Eine zuverlässige Auswahl des erwünschten Modentyps ist wohl nur möglich, wenn axiale und transversale Selektion getrennt einstellbar sind. In Gas-Lasern ist dies durch Kombination einer Modenblende mit einem 3-Spiegel-Resonator oder einfacher mit

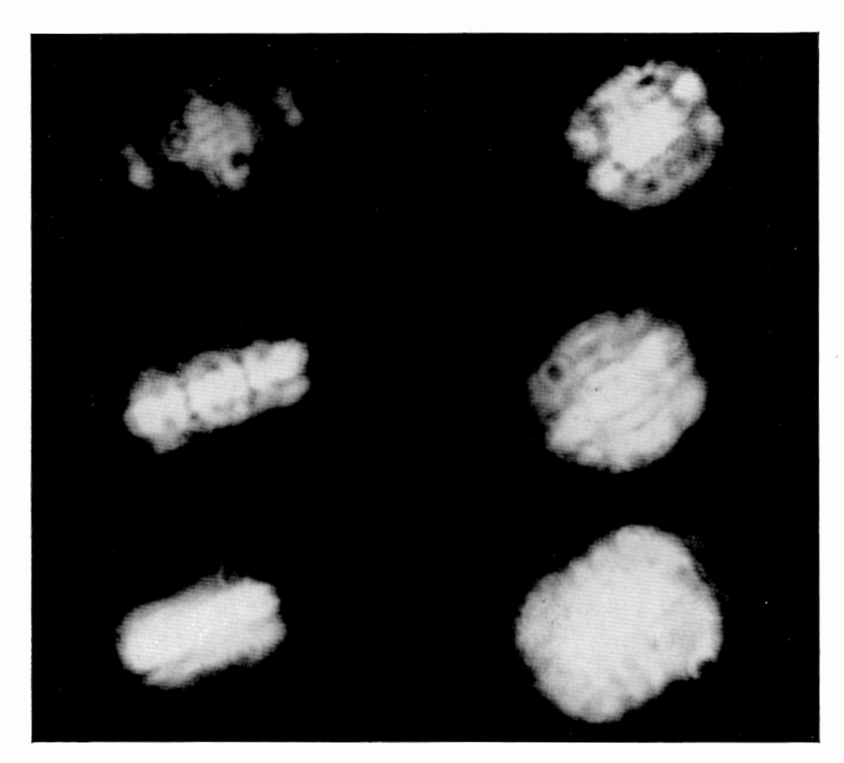


Bild 10—21 Transversale Moden im Fernfeld eines Rubinlasers mit unverspiegelter Glasplatte als Fabry-Perot-Reflektor. Bei den Aufnahmen geht die Pumpenergie bis zur doppelten Schwellenergie. Die verschiedenen Bilder sind reproduzierbar und von der Spiegeljustierung abhängig. Durch den hohen Anteil des ungehindert austretenden Streulichts sind die Maxima verwaschen.

einem genügend kurzen, hemikonzentrischen Resonator möglich. In Festkörperlasern muß man eine konzentrische Anordnung mit Modenblende mit einem selektierenden Resonator kombinieren.

c) Frequenz-Selektion durch dispergierende Effekte

Grundsätzlich wäre es denkbar, mit einem dispergierenden Prisma im Resonator die Güte der axialen Moden zu modulieren. Der Effekt ist jedoch klein. Ein etwas größerer Effekt wäre bei Ausnützung der Rotationsdispersion für polarisiertes Licht in optisch aktiven Substanzen zu erwarten. Diese Anordnung wurde für die Bevorzugung bestimmter Linien verwendet. Mit zwei Keilen aus rechts- und links-

drehendem Quarz läßt sich ein abstimmbares, dispergierendes, den Lichtstrahl nicht ablenkendes Element verwirklichen.

d) Modenselektion durch selektiv sättigbare Absorber

Eine sehr wirkungsvolle Modenselektion erhält man durch selektive Sättigung eines Absorbers im Resonator (Bild 10–22). Materialien mit inhomogener Linienverbreiterung haben die Eigenschaft, daß ihre

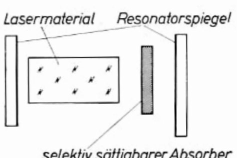


Bild 10—22 Modenselektion durch selektiv sättigbare Absorber.

Absorption durch optisches Pumpen mit monochromatischem Licht in einem schmalen Spektralbereich gesättigt werden kann (Bild 10–23). Dabei ist die Sättigungsbandbreite $\delta\nu$ bei nicht allzu kurzer Relaxa-

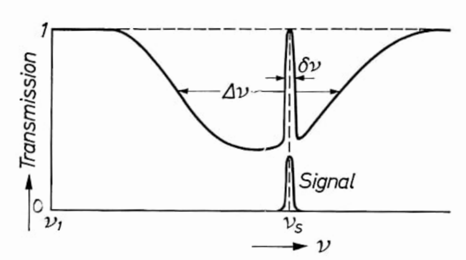


Bild 10—23 Selektive Sättigung eines Absorbers mit inhomogener Linienverbreiterung durch monochromatisches Licht. In einem Laseroszillator ist ν_s die Frequenz des zuerst anschwingenden Mode.

tionszeit klein gegen den axialen Modenabstand typischer Resonatoren. Wir nehmen an, daß die ungesättigte Transmission des Filters T_0 sei, die gesättigte 1. Dann soll gelten:

$$V_s R 1 \approx 1$$

$$V' R T_0 \ll 1 .$$

Dabei ist V_s die Sättigungsverstärkung des schwingenden Mode, V' die Verstärkung der nichtschwingenden Moden. Wenn ein Mode den Absorber und die Verstärkung gesättigt hat, bevor andere Moden anschwingen, dann sind nur dieser Mode oder entartete Moden weiterhin schwingungsfähig. Eine solche Verteilung läßt sich mindestens in

Lasern mit homogener Linienverbreiterung im Impulsbetrieb erreichen. Wir werden dies weiter unten bei der Besprechung von Riesenimpulslasern genauer diskutieren (s. Kap. 13).

Wenn der Resonator entartete oder nahezu entartete Eigenfrequenzen hat, so wird durch die Sättigung eines Grundmode die Koexistenz aller entarteten Moden möglich. Wenn wir einen Resonator mit nichtentarteten Eigenfrequenzen verwenden, dann sollte nur der Grundmode entstehen. Die Bedingung für eine wirkungsvolle transversale Selektion wäre, daß der Frequenzabstand der transversalen Moden größer ist als die Sättigungsbreite eines Mode. Günstig ist hierfür ein Resonator zwischen konfokaler und konzentrischer oder zwischen konfokaler und ebener Anordnung. Der hier beschriebene Selektionsmechanismus ist in bezug auf die axiale Selektion anderen überlegen, da die Dämpfung der unerwünschten Moden T_0 groß gegen die Verstärkung gewählt werden kann. Bei der transversalen Selektion kann diese Bedingung auch mit einer Modenblende erfüllt werden. Beim Stand der Technik wird die Selektion durch sättigbare Absorber mit einer Instabilität der Laseremission erkauft. Der hier beschriebene Selektionsmechanismus ist wahrscheinlich in Riesenimpulslasern mit Farbstoffschaltern wirksam (Kap. 13).

10.6. Beseitigung der Multimode-Ursachen

Eine Beschränkung der aktiven Modenzahl ist, vor allem in ebenen und konzentrischen Resonatoren, dadurch möglich, daß man die tieferen Ursachen für Multimodefunktion, wie wir sie in Kapitel 7 beschrieben haben, überhaupt beseitigt. Man erzeugt durch Kunstgriffe eine homogen verbreiterte Linie bzw. ein Material mit beweglicher Inversion, in dem die natürliche Resonatorselektion zur Auswahl des Grundmode in der Linienmitte ausreicht, oder man unterdrückt stehende Wellen definierter Frequenz überhaupt.

a) Wanderwellenlaser

Der in Kristall-Lasern zu Multimode-Schwingungen führende räumlich konzentrierte Inversionsabbau in den Bäuchen stehender Wellen wird in Wanderwellenlasern vermieden. Wir haben bereits eine Anordnung mit einem optischen Isolator beschrieben, die hierfür vorgeschlagen wurde. (s. Kap. 5). Die Strahlung sollte sich auf den in der Linien-

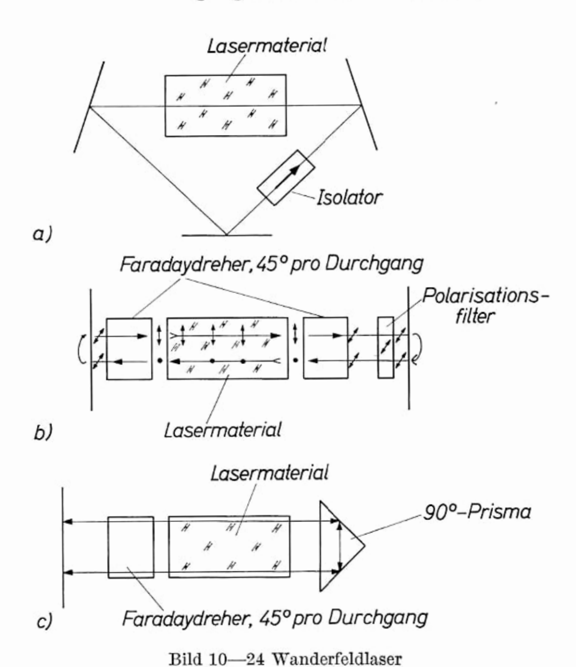


Bild 10—24 Wanderfeldlaser

a) Dieser Dreispiegeloszillator ist eine Vereinfachung des in Bild (5—12) skizzierten Vierspiegeloszillators. Der Isolator (zwei gegensinnige 45°-Faradaydreher mit zwei Polarisationsfiltern) läßt nur Wellen einer Umlaufrichtung zu, so daß sich keine stehenden Wellen ausbilden können.

b) Wenn das aktive Material in den Isolator eingebaut wird, dann stehen die Polarisationsrichtungen der hin- und der rücklaufenden Welle senkrecht aufeinander (sie sind in der Zeichnung zur besseren Übersicht gegeneinander versetzt). Sie können daher keine stehende Welle bilden. Die Anordnung benötigt nur zwei Reflektoren.

c) Bei Materialien, die nur eine Polarisationsrichtung verstärken (90°-Rubin bei mäßiger Anregung), kann durch Verwendung eines 90°-Prismas im Resonator ein Faradaydreher und das Polarisationsfilter eingespart werden. Auch hier sind die Polarisationsebenen der hin- und rücklaufenden Welle um 90° gegeneinander gedreht.

mitte liegenden Moden zusammenziehen. Eine transversale Modenselektion muß zusätzlich eingeführt werden, wenn der Grundmode des Wellenleiters nicht allein durch die Beugungsverluste ausreichend isoliert wird. Andere äquivalente Ausführungen sind in Bild (10–24) aufgezeichnet. Bei inhomogener Linienverbreiterung wäre durch Löcherfressen Multifrequenzfunktion möglich.

b) Wobbeln der Resonatorlänge

In einem Resonator kann das Entstehen definierter Eigenfrequenzen mit räumlich fixierten Wellenmaxima dadurch verhindert werden,

daß die Resonatorlänge periodisch verändert wird. Bild (10—25) zeigt zwei Möglichkeiten. In Bild (10—25a) wird ein Reflektor mit einem elektromechanischen Wandler schnell bewegt [855]; in Bild (10—25b) wird bei konstanter Resonatorlänge die optische Weglänge durch ein

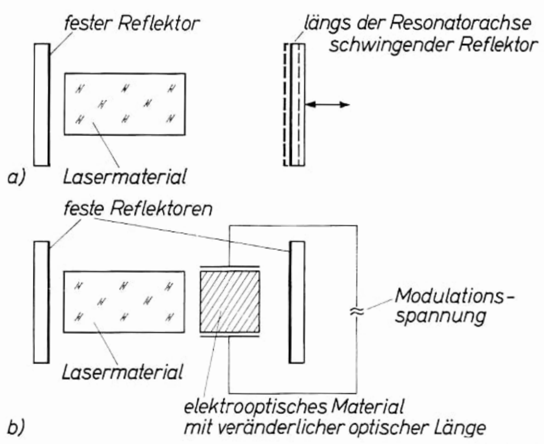


Bild 10—25 Verhinderung definierter Resonanzfrequenzen durch Wobbeln der Resonatorlänge
a) Wobbeln eines Spiegels
b) Wobbeln der optischen Resonatorlänge durch ein elektrooptisches Material mit feldstärkeabhängigem Brechungsindex

Medium mit steuerbarem Brechungsindex gewobbelt. Hierfür kann eine Ultraschallzelle oder ein elektrooptischer Kristall verwendet werden. Wenn die Variation der optischen Resonatorlänge größer als $\lambda/2$ und schnell gegen die Einschwingzeit des Lasers ist, kann sich keine räumlich konzentrierte Inversion anhäufen, so daß auch in homogen verbreiterten Medien der Anlaß für die Ausbildung mehrerer axialer Modentypen entfällt. Eine transversale Inversionsanhäufung kann man vermeiden, wenn der Resonator zusätzlich zur Längenänderung periodisch gekrümmt wird. Der Nachteil der Anordnung ist, daß sich keine definierte Frequenz und eventuell auch kein wohldefinierter Eigenmode ausbilden kann. Über die Frequenzselektivität dieser Anordnung liegen keine Untersuchungen vor.

c) Wobbeln der Phasenflächen

Günstiger ist es, den Resonator mit seinen Eigenfrequenzen zu belassen und das homogen verbreiterte Material zu bewegen, so daß der

Mode nacheinander das ganze Kristallvolumen mit einem Schwingungsmaximum überstreicht. Bei einer Einschwingzeit von 10^{-5}s genügt eine Bewegung des Materials um $\lambda/2$ in dieser Zeit, also eine Geschwindigkeit von ~ 10 cm s^{-1}.

Bild (10—26) zeigt eine Anordnung, bei der ein Rubinstab in der Resonatorachse schwingt [784]. Transversale Moden können damit nicht im gleichen Maß wie axiale Moden unterdrückt werden. Eine

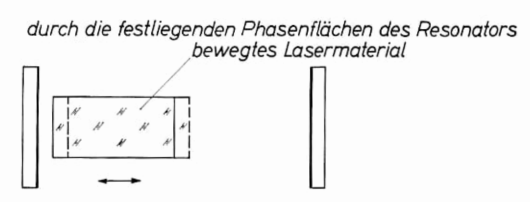


Bild 10—26 Verhütung von räumlich konzentrierter Inversionsanhäufung durch Bewegen des Lasermaterials relativ zu den Phasenflächen der Resonatormoden

ähnliche Möglichkeit zeigt Bild (10—27). Hier ruht der Stab, und die Verschiebung der Phasenflächen wird bei konstanter optischer Resonatorlänge durch zwei im Gegentakt gesteuerte elektrooptische Zellen bewirkt.

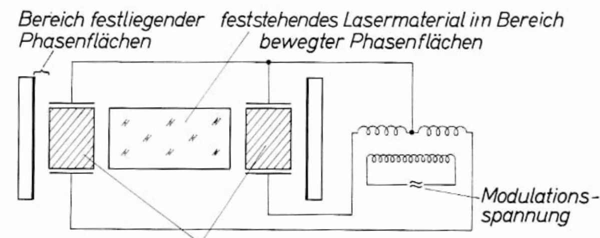


Bild 10—27 Verhütung von räumlich konzentrierter Inversionsanhäufung durch periodisches Verschieben der Phasenflächen im Lasermaterial. Die gegenphasige Steuerung sorgt dafür, daß die optische Resonatorlänge konstant bleibt.

d) Hohe axiale Modendichte

In Resonatoren mit äußeren Spiegeln wird bei großem Spiegelabstand die Dichte axialer Moden sehr hoch. Wenn das aktive Material kurz ist gegen die Resonatorlänge, dann wird seine Inversion von Moden in einem relativ engen Bandbreitenbereich glatt abgebaut. Man beobachtet daher bei Festkörperlasern, daß der gesamte emittierende

Spektralbereich bei großem Spiegelabstand nicht mehr wie bei kleinem Spiegelabstand konstant und nur abhängig von der Pumpleistung ist. Die axiale Modenzahl nimmt für große Spiegelabstände schwächer als linear mit der Resonatorlänge zu. Das Spektrum der aktiven Moden hängt außerdem von der Lage des Lasermaterials im Resonator ab.

e) Hohe transversale Modendichte

Wenn sehr viele transversale Moden angeregt sind, dann überlappen sich ihre räumlichen Verteilungen so, daß keine starke örtliche Anhäufung von Inversion auftritt, die zur Ausbildung von mehreren axialen Modensystemen führt. So beobachtet man z. B., daß konfokale oder nahezu konzentrische Rubinlaser, die in sehr hohen Moden schwingen, in vielen Fällen nur ein schmales spektrales Band der Gesamtemission aufweisen [2227, 843]. Dabei treten typischerweise keine scharfen Linien in der Emission auf, die transversalen Moden sind nicht entartet. Die gesamte Bandbreite ist schmal, aber die Zahl der Emissionsfrequenzen ist groß. Bei periodisch relaxierenden Multimode-Lasern wurde auch eine Emission in einer einzigen Frequenz beobachtet; durch thermische Effekte ändert sich für Rubin die Emissionsfrequenz dabei teilweise stetig, teilweise sprunghaft während eines Pumpimpulses (Kap. 12) [2667, 1379].

f) Stabilisierung der Emission

Festkörperlaser mit homogen verbreiterter Linie (Rubin) haben eine geringere spektrale Breite der Gesamtemission, wenn ihre Emission zeitlich kontinuierlich ist, als wenn diese in Einzelimpulsen entsteht. Dies ist so zu verstehen, daß bei Einzelimpulsen während der Impulspausen ein großer Teil der Linie über die Schwellverstärkung gepumpt wird, während bei kontinuierlicher Emission der Sättigungsprozeß die Verstärkungsbandbreite auf den Bereich um die Linienmitte reduziert.

Eine Stabilisierung der Emission ist durch eine gegenphasige Steuerung der Resonatorgüte mit einem elektrooptischen Lichtmodulator nach Bild (10–28) möglich. [F. R. Marshall, D. L. Roberts Proc. IRE **50**, 10 (1962) 2108 und 3026] Es liegen keine Beobachtungen über den Einfluß dieser Anordnung auf das Emissionsspektrum vor.

Da kontinuierliche Emission bei Festkörperlasern oft mit gleichzeitiger Anregung zahlreicher transversaler Moden verknüpft ist,

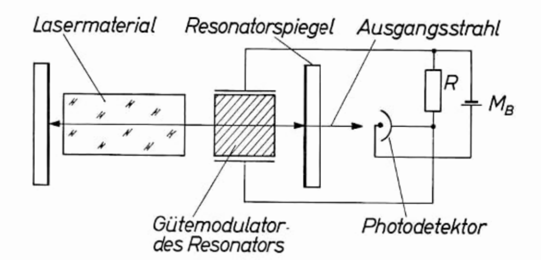


Bild 10—28 Stabilisierung der Emission durch gegenphasige Steuerung der Resonatorgüte. Bei einem Anwachsen der Emission wird der weitere Anstieg durch eine erhöhte Bedämpfung des Resonators verhindert. Mit einer Hochspannungsphotodiode kann der Spannungsabfall am Arbeitswiderstand R direkt zur Steuerung eines elektrooptischen Kristallmodulators verwendet werden.

sind e) und f) teilweise identisch. Experimentell kann man erwarten, daß ein Resonator, in dem zahlreiche transversale Moden gleiche Güte haben, ein schmales Gesamtspektrum entwickelt.

Durch Stabilisierung der Emission nach Bild (10—28) konnte in einem Rubin-Wanderfeldoszillator im Impulsbetrieb eine monofrequente Emission ohne Relaxationsschwingungen erreicht werden [2423].

g) Wobbeln der Linie

Bei inhomogener Linienverbreiterung besteht die Möglichkeit, die Linie selbst zu wobbeln, um selektive Sättigung von Atomgruppen definierter Geschwindigkeit in Richtung der Resonatorachse zu vermeiden. In geringem Umfang erreicht man dies in Gaslasern durch HF-Anregung.

h) Hohe Auskopplung

Bei extrem hoher Auskopplung aus dem Resonator $R_1 \ll 1$ besteht das Feld im Materialinnern zu einem erheblichen Anteil aus einer exponentiell anwachsenden Wanderwelle, die ihr Maximum an der Ausgangsseite erreicht. Nur an der rückseitigen Begrenzung existiert ein kleiner Bereich, in dem das Feld eines Mode Nullstellen hat, im übrigen Materialvolumen entstehen mehr oder weniger flache Minima. Dieser Fall wird etwa bei Rubinlasern mit unverspiegelten, einseitig vergüteten Glasplatten als Reflektoren erreicht ($R = 4\%$). Man beobachtet eine erhebliche Linienverschmälerung im Vergleich

zum Betrieb mit einem hochreflektierenden Spiegel. Wegen der geringen Resonatorgüte muß bei diesem Experiment der Rubin zur Erhöhung der Verstärkung etwas unter Zimmertemperatur gekühlt werden.

Wanderwellenlaser wurden erst in letzter Zeit näher untersucht [2422, 2423].

Von den anderen Methoden zur Unterdrückung der Multimodeursachen erscheint allein die Wobbelung der Phasenflächen in einem homogen verbreiterten Material als befriedigende Lösung. Bei Anwendung der meisten angegebenen Verfahren beobachtet man eine erhöhte Stabilität der Schwingung, ein vereinfachtes Relaxationsverhalten und eine vermehrte Gesamtleistung. Es gelingt jedoch bisher nicht, mit diesen Methoden einzelne Moden bei hoher Leistung zu isolieren, und man muß hierfür auf die Einführung zusätzlicher modenselektiver Maßnahmen zurückgreifen.

10.7. Oszillator-Verstärker

Eine Methode zur Erzeugung hoher Leistung pro Mode ist die Kombination eines Laseroszillators hoher Modenselektion bei kleiner Leistung mit einem Laserverstärker. Dabei ist es möglich, den Verstärker als Resonanzverstärker unterhalb der Oszillationsschwelle zu betreiben, so daß sein ganzes Volumen vom Signal gesättigt werden kann (Bild 10—29). Die Kopplung von Oszillator und Verstärker ist in diesem Fall um so einfacher, je kleiner die Güte des Verstärkerresonators ist.

Man wird den Oszillator so kurz bemessen, daß nur ein axialer Modentyp entsteht. Zur Unterdrückung transversaler Moden kann bei

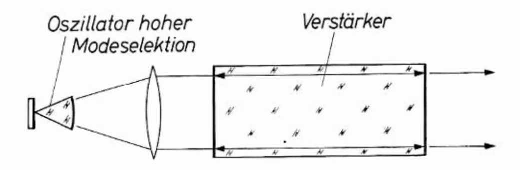


Bild 10—29 Kombination eines Oszillators hoher Modenselektion bei kleiner Leistung mit einem Verstärker. In dem schematischen Beispiel wird als Oszillator ein kurzer, hemikonzentrischer, direkt verspiegelter Festkörperlaser verwendet, als Verstärker ein regenerativer Verstärker geringer Rückkopplung. Der Verstärker wird durch Drehen auf die Resonanzfrequenz des Oszillators eingestimmt. Die Linse dient zur Anpassung der Moden von Oszillator und Verstärker. Unter Umständen muß zwischen Oszillator und Verstärker ein Isolator vorgesehen werden.

kleiner Leistung der Oszillator als hemikonzentrischer, blendenbegrenzter Resonator ausgebildet werden. Es ist jedoch auch möglich, im Oszillator mehrere transversale Moden zuzulassen und zwischen Oszillator und Verstärker durch ein Modenfilter einen Mode auszusondern; dies kann für die Stabilität der Oszillatoremission günstiger sein. In gleicher Weise ist es durch Fabry-Perot-Filter möglich, zwischen Oszillator und Verstärker unerwünschte Linien zu unterdrücken. Der Strahlquerschnitt kann durch Linsensysteme am Verstärkereingang so bemessen werden, daß das ganze invertierte Verstärkervolumen ausgeleuchtet wird.

Weitere Literatur zu Kap. 10

[110, 705, 883, 1263, 1274, 1494, 1660, 1746, 1856, 2081, 2368, 2391, 41. 42, 198, 303, 313, 740, 761, 2807, 2817, 897, 1060, 1146, 1234, 1373, 1393, 1476, 1629, 1657, 1747, 1756, 1981, 2975, 2567, 2592, 3016, 3018. 2340, 2565, 2597, 2642].

11. Oszillatorleistung und optimale Auskopplung

11.1. Ausgangsleistung unter Berücksichtigung der Verluste

Wir hatten die Ausgangsleistung eines idealisierten Laseroszillators in Kapitel 6 bestimmt. Nun wollen wir die Verluste des Resonators berücksichtigen und insbesondere die optimale Auskopplung ermitteln, bei der wir für gegebene Pumpleistung die höchste Leistung im Ausgangsstrahl erreichen. Wir beschreiben die Oszillatorfunktion durch Parameter, die meßtechnisch leicht erfaßt werden können.

Es sei:

R Spiegelreflexion

T Spiegeltransmission

A_s Spiegelabsorption

$$R + T + A_s = 1 \tag{11–1}$$

Die Spiegelparameter sind die geometrischen Mittelwerte beider Reflektoren. Im allgemeinen wird man einen Spiegel mit höchster Reflexion ausstatten, um die Leistung in einer Richtung auszukoppeln.

Für hochwertige Reflektoren kommen in erster Linie dielektrische Interferenzspiegel in Frage, die, bei ungerader Gesamtzahl, abwechselnd aus $\lambda/4$-Schichten einer hochbrechenden und einer niedrigbrechenden Substanz aufgebaut sind. Als hochbrechende Substanzen werden hauptsächlich Titandioxyd, Kryolith und Ceroxyd verwendet, als niedrigbrechende Substanzen Magnesiumfluorid und Siliziumdioxyd. Mit den wegen ihrer harten, unempfindlichen Oberfläche viel verwendeten Titandioxydspiegeln läßt sich bei 13 Schichten erreichen

$$\text{i) } R = 98{,}8\,\%;\ T \approx 0{,}1\,\%;\ A_s \approx 1{,}1\,\%.$$

Wegen der geringeren Absorption (in TiO_2 rührt die hohe Absorption wahrscheinlich von einer nichtstöchiometrischen Zusammensetzung her) können mit den allerdings empfindlicheren und wasserlöslichen Kryolithspiegeln bei 15 bis 17 Schichten wesentlich höhere Reflexionswerte erreicht werden:

$$\text{ii) } R = 99{,}85\,\%;\ T = 0{,}05\,\%;\ A_s = 0{,}1\,\%.$$

Die verbleibenden Verluste entstehen überwiegend durch Streuung an Inhomogenitäten der Spiegelschicht. Durch besonders sorgfältige Fertigung können sie auf unmeßbar kleine Werte gesenkt werden. Wichtig ist es dabei, als Ausgangsmaterial größere Kristalle zu verwenden, die unterhalb ihres Verflüssigungspunktes sehr langsam im Hochvakuum sublimiert werden [1915]. Es ist dann sinnvoll, bis zu dreißig Schichten aufzubringen, die Reflexionswerte von 99,99 % liefern. Leider sind so hochwertige Spiegel bisher nicht handelsüblich. Wir wählen für die folgenden Beispiele daher weniger optimale Werte.

Die im Inneren des Resonators entstehenden Verluste setzen sich zusammen aus:

A_R Beugungsverlust des Resonators
A_F Verlust der Fenster im Resonator
A_M Verluste des Materials durch Beugung, Streuung und Brechung an Inhomogenitäten
A_A Verluste des Materials durch Absorption.

Wir setzen

$$A_i = A_R + A_F + A_M + A_A = 1 - T_R \qquad (11\text{--}2)$$

$$A = A_i + A_s. \qquad (11\text{--}2a)$$

T_R können wir als die Durchlässigkeit (Transmission) des Resonatorinneren für das Laserlicht unter Einhaltung des Modentyps auffassen. Die unter Vernachlässigung der spontanen Emission vereinfachte Schwellbedingung lautet:

$$V R T_R = 1$$
$$V = \frac{1}{R\,T_R}. \qquad (11\text{--}3)$$

Dabei ist V wieder die Verstärkung pro Durchgang, für die wir vereinfacht schreiben:

$$V = e^{\sigma (N_2 - N_1) l}. \qquad (11\text{--}4)$$

Die Inversion des eingeschwungenen Lasers ist nach (11–3, 11–4):

$$N_2 - N_1 = -\frac{1}{\sigma} \ln(R\,T_R). \qquad (11\text{--}5)$$

An der Schwelle muß die Pumpleistung P den Fluoreszenzverlust der Inversion $\frac{N_2 - N_1}{\tau}$ und bei nichtverschwindender Besetzung des un-

teren Laserterms die für die Aufrechterhaltung der Gleichbesetzung $N_2 = N_1$ nötige „Inversionsleistung“ P_i decken:

$$P_t = P_i + \frac{N_2 - N_1}{\tau}$$
$$P_i = \frac{N_1}{\tau}. \tag{11–6}$$

Alle über die Schwelle hinaus zugeführte Pumpleistung geht in die stimulierte Emission über, für deren Leistung im Resonator L_i gilt:

$$L_i = P - P_t. \tag{11–7}$$

Von der im Inneren entstehenden Leistung tritt der Bruchteil $\frac{T}{A_i + A_s + T}$ durch den auskoppelnden Spiegel aus:

$$L_a = L_i \frac{T}{A_i + A_s + T} = L_i \frac{T}{A + T}. \tag{11–8}$$

Zur Verknüpfung der gewonnenen Relationen könnten wir in Gl. (11–5) σ nach den bekannten Gleichungen berechnen und einsetzen. Wir wollen lieber wie im Experiment vorgehen. Wir wählen zunächst für den Resonator Spiegel höchster Reflexion mit verschwindender Transmission und bestimmen die damit erreichbare minimale Schwellleistung P_{t0} aus Gl. (11–5, 11–6). Mit

$$T = 0$$
$$R_0 = 1 - A_s'$$

erhalten wir

$$(N_2 - N_1)_0 = \tau\,(P_{t_0} - P_i) = -\frac{1}{\sigma}\ln(R_0 T_R) \tag{11–9}$$
$$\frac{1}{\sigma} = -\tau\,\frac{P_{t0} - P_i}{\ln(R_0 T_R)}.$$

Wir erhöhen jetzt die Transmission auf den Wert T und erhalten:

$$R = R_0\left(1 - \frac{T}{1 - A_s}\right). \tag{11–10}$$

A_s ist also die Spiegelabsorption bei gegebener Transmission, die wir als nahezu konstante Größe für $T > A_s$ betrachten können. Einsetzen von Gl. (11–9, 11–10) in Gl. (11–5) liefert

$$\frac{N_2-N_1}{\tau} = (P_{t0}-P_i) + (P_{t0}-P_i)\,\frac{\ln\left(1-\frac{T}{1-A_s}\right)}{\ln(R_0 T_R)}. \qquad (11\text{—}11)$$

Mit Gl. (11—6) erhalten wir

$$P_t = P_{t0} + (P_{t0}-P_i)\,\frac{\ln\left(1-\frac{T}{1-A_s}\right)}{\ln[(1-A_s)\,(1-A_i)]}. \qquad (11\text{—}12)$$

Zur Diskussion von Gl. (11—12) wollen wir zunächst vereinfacht kleine Verluste annehmen: $T \ll 1$, $A_s \ll 1$, $A_i \ll 1$. Nach Entwicklung des Logarithmus erhalten wir näherungsweise:

$$\begin{aligned} P_t &\approx P_{t0} + (P_{t0}-P_i)\,\frac{T}{A_s + A_i} \\ \frac{P_t}{P_{t0}} &\approx 1 + \left(1-\frac{P_i}{P_{t_0}}\right)\frac{T}{A}. \end{aligned} \qquad (11\text{—}13)$$

Für $P_i \ll P_{t0}$ (idealer Vier-Niveau-Laser) steigt die Schwelle linear mit dem Verhältnis der Spiegeltransmission zu den Gesamtverlusten an. Für $P_{t0} = P_i + \varepsilon; \varepsilon \ll 1$ (idealer Drei-Niveau-Laser) steigt die Schwelle nur sehr geringfügig mit der Auskopplung an.

Der Parameter P_{t0} hat eine anschauliche Bedeutung. Er ist die gesamte Fluoreszenzleistung des Lasermaterials an der minimalen Schwelle. Gl. (11—7) und Gl. (11—8) liefern für die Ausgangsleistung:

$$L_a = \left[(P-P_i)-(P_{t0}-P_i)\left(1+\frac{\ln\left(1-\frac{T}{1-A_s}\right)}{\ln[(1-A_s)(1-A_i)]}\right)\right]\frac{T}{A_i + A_s + T}. \qquad (11\text{—}14)$$

Bei einer Erhöhung der Transmission verbessern wir das Verhältnis der ausgekoppelten Leistung zu der in den Spiegeln und im Resonator vernichteten Leistung entsprechend dem letzten Glied $T/A_i + A_s + T$ in Gl. (11—14). Gleichzeitig sinkt aber die im Resonator entstehende Leistung, da gemäß dem logarithmischen Glied in Gl. (11—14) die Schwelle steigt. Bei gegebener Pumpleistung existiert eine optimale Transmission, für die die Ausgangsleistung ein Maximum wird. Die Schwelleistung ist dabei gegenüber dem minimalen Wert erhöht.

Zur Bestimmung der optimalen Auskopplung müssen wir bilden:

$$\frac{\mathrm{d}L_a}{\mathrm{d}T} = 0;\; T_{\text{opt}} = T\left(\frac{P}{P_{t0}}, \frac{P_i}{P_{t0}}, A_s, A_i\right).$$

Gleichung (11—14) ist nicht ohne Näherungen analytisch lösbar; in der allgemeinen Form ist sie auch auf den Fall großer Verluste anwendbar, während man sich sonst im allgemeinen auf die Näherung kleiner Verluste und kleiner Transmission beschränkt.

Bevor wir Spezialfälle untersuchen, wollen wir die Zulässigkeit von Gl. (11—14) noch allgemeiner diskutieren. Bei ihrer Ableitung wurde angenommen, daß die Verlustgrößen A alle dazu führen, daß die entsprechenden Lichtanteile aus dem Ausgangsstrahl verschwinden. Dies muß nicht immer zutreffen. Das Glied

$\frac{\ln\left(1-\frac{T}{1-A_s}\right)}{\ln\left[(1-A_s)(1-A_i)\right]}$ drückt die Erhöhung der Schwellenergie bei einer Änderung der Transmission aus. Hier gehen tatsächlich alle Größen A, ebenso wie in dem Ausdruck für die Schwelle Gl. (11—12), als absolute Verluste ein, da in einem nichtentarteten Resonator ein gestreutes oder gebeugtes Quant nicht wieder in einen Eigenmode fallen kann, sondern höchstens in einen Fabry-Perot-Mode mit Wanderungsverlusten erster Ordnung, so daß es für die Ausbildung des Eigenmode verloren ist.

Dagegen können die gestreuten oder gebeugten Quanten im ausgekoppelten Strahl erscheinen, wenn sie im Resonator nicht durch eine beugungsbegrenzte Modenblende zurückgehalten werden. Wenn man diese Anteile mitmißt, dann ist für den Auskopplungsfaktor statt

$$\frac{T}{A_i + A_s + T} \text{ zu setzen } \frac{T}{A_i - A_R - A_M + A_s + T}.$$

Auch die Fensterverluste können noch weggelassen werden, wenn der an ihnen reflektierte Anteil im Ausgangsstrahl erscheint. Die Berücksichtigung dieser Anteile kann bei großen inneren Verlusten zu einer erheblichen Erhöhung der Gesamtemission führen und die Wahl der optimalen Auskopplung entscheidend beeinflussen, und zwar in Richtung einer erhöhten Auskopplung. Natürlich erhält man bei diesem Verfahren einen Ausgangsstrahl, der nur teilweise in definierten Moden ist. Für jede Anwendung, bei der definierte Moden benötigt werden, ist die Optimalisierung nach Gl. (11—14) vorzunehmen. Für die Beseitigung der im Inneren gestreuten und gebeugten Anteile sind transversale modenselektive Elemente im Resonator notwendig; ideal ist dafür eine beugungsbegrenzte Blende geeignet. Ohne solche Maßnahmen führt die Verstärkung des gestreuten Lichtes zu einem erheblichen unerwünschten Abbau der Inversion.

Bei Rubinen mit hohen Streuverlusten kann im Ausgangsstrahl ohne zusätzliche Modenselektion der Anteil des gestreuten Lichtes den der Eigenmoden niedriger Ordnung wesentlich überwiegen; man beobachtet daher bei Einführung einer transversalen Modenselektion zunächst eine enttäuschende Senkung der Ausgangsleistung um bis zu einer Größenordnung. Erst die genauere Messung zeigt, daß die Leistung in den Eigenmoden dabei in Wirklichkeit angestiegen ist. Im folgenden beschränken wir uns auf den Fall hoher Selektion.

11.2. Optimale Auskopplung

a) Näherung für kleine Verluste und niedrige Transmission

Wir setzen

$$T \ll 1 ; A_s \ll 1 ; A_i \ll 1$$

und erhalten näherungsweise aus Gl. (11—14)

$$L_a = \left[P - P_i - (P_{t0} - P_i) \frac{A + T}{A} \right] \frac{T}{A + T} . \qquad (11\text{—}15)$$

$\frac{\mathrm{d} L_a}{\mathrm{d} T} = 0$ liefert

$$\left(\frac{T}{A}\right)_{\mathrm{opt}} = \sqrt{\frac{P - P_i}{P_{t0} - P_i}} - 1 . \qquad (11\text{—}16)$$

Beim idealen Vier-Niveau-Laser ($P_i \approx 0$) wird einfach

$$\left(\frac{T}{A}\right)_{\mathrm{opt}} = \sqrt{\frac{P}{P_{t0}}} - 1 . \qquad (11\text{—}17)$$

Beim Vergleich von Gl. (11—16, 11—17) mit ähnlichen Ergebnissen in der Literatur ist zu beachten, daß wir für P_{t0} die mit $T = 0$ erreichte minimale Schwelle einführten, während sonst oft die nichtkonstante, jeweilige Schwelle bei gegebener Auskopplung als Parameter benutzt wird.

α) Vier-Niveau-Laser (Bild 11—1)

Aus Gl. (11—15) geht hervor, daß beim Vier-Niveau-Laser mit $T = A$ (kritische Kopplung) die halbe Laserleistung und für $P \gg P_{t0}$ knapp die halbe Pumpleistung ausgekoppelt wird. Die optimale Leistung beträgt

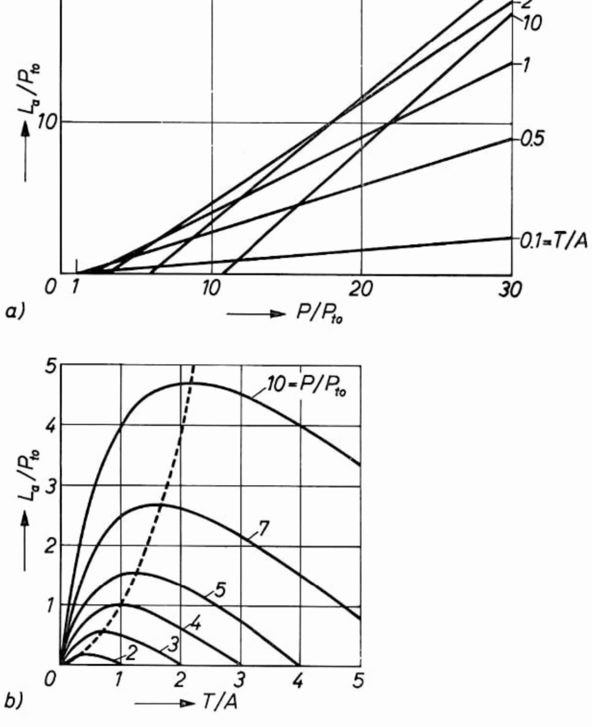


Bild 11—1 Ausgangsleistung eines Vier-Niveau-Lasers in Abhängigkeit von der Auskopplung (lineare Näherung für kleine Verluste Gl. (11—15))

a) Laserleistung mit wachsender Pumpleistung; Parameter ist T/A.

b) Laserleistung mit wachsender Auskopplung; Pumpleistung als Parameter. Die gestrichelte Kurve gibt die optimale Auskopplung nach Gl. (11—17, 11—18).

$$(L_a)_{\text{opt}} = P_{t_0}\left(\frac{P}{P_{t_0}} + 1 - 2\sqrt{\frac{P}{P_{t_0}}}\right). \tag{11—18}$$

Die optimale Auskopplung ist für $P < 4\, P_{t0}$ unterkritisch ($T < A$), für $P > 4\, P_{t0}$ überkritisch ($T > A$).

Für das Beispiel $P = 10\, P_{t0}$ erhalten wir

$$T_{\text{opt}} = 2{,}15\, A$$

$$L_{\text{opt}} = 4{,}68\, P_{t0}$$

$$P_t = P_{t0} + P_{t0}\left(\frac{T}{A}\right)_{\text{opt}} = \sqrt{P P_{t0}} = 3{,}15\, P_{t0}.$$

Im Laser wird im optimalen Fall die kohärente Leistung P_R vernichtet (P_t geht als spontane Emission verloren):

$$P_R = 2{,}18\, P_{t0}\,. \tag{11–19}$$

Es ist

$$L_{\text{opt}} + P_t + P_R = 1\,. \tag{11–20}$$

Bei kritischer Kopplung hätten wir in diesem Beispiel erhalten

$$\begin{aligned} T &= A \\ L &= 4\ P_{t0} \\ P_t &= 2\ P_{t0} \\ P_R &= 4\ P_{t0}. \end{aligned}$$

Die optimale Auskopplung hat die Leistung nur noch geringfügig verbessert, die Schwelle jedoch merklich erhöht und damit den Betriebsbereich des Lasers gegenüber der kritischen Auskopplung erheblich eingeengt.

Man muß sich daher in der Praxis wohl überlegen, ob die nur für einen Pumppegel optimale Auskopplung gewählt werden soll, oder ob man im Interesse einer größeren Flexibilität mit höherer Reflexion arbeitet. Ein günstiger Kompromiß liegt bei $T/A = 1$ bis 2 (s. Bild 11–1).

Die Schwierigkeit bei der Einstellung der optimalen Auskopplung liegt in der Ermittlung der tatsächlichen Verluste, die insbesondere bei Festkörperlasern nur schwer meßbar sind. Man wird oft umgekehrt aus der Abhängigkeit der Leistung von der Auskopplung auf die inneren Verluste schließen (Beispiel Bild 11–2).

Für einen Gaslaser wählen wir in unserem Beispiel die Zahlenwerte:

$$\begin{aligned} A_R &= 0{,}2\,\% \\ A_F &= 0{,}2\,\% \\ A_M &= 0 \\ A_A &= 0. \end{aligned}$$

Für höchstwertige Spiegel setzen wir (ii)

$$\begin{aligned} A_s &= 0{,}1\,\% \\ A &= 0{,}5\,\%. \end{aligned}$$

Damit erhalten wir bei $P/P_{t0} = 10$

$$\begin{aligned} T_{\text{opt}} &= 1{,}4\,\% \text{ und wieder} \\ L_{\text{opt}} &= 4{,}68\ P_{t0},\ P_t = 3{,}15\ P_{t0},\ P_R = 2{,}17\ P_{t0}. \end{aligned}$$

Mit den etwas schlechteren Spiegeln (i) wird

$$A = 1{,}6\,\%.$$

Bei verschwindender Transmission ist jetzt die minimale Schwelle erhöht auf

$$(P_{t0})' = P_{t0}\,\frac{A_i + A_s'}{A_i + A_s} = P_{t0}\,\frac{0{,}4 + 1{,}2}{0{,}4 + 0{,}1}$$
$$= 3{,}2\,P_{t0}.$$

Bei gleichbleibender Pumpleistung P ist nur noch erreichbar

$$P/(P_{t0})' = 3{,}1.$$

Damit erhalten wir

$$\begin{aligned} T_{\text{opt}} &= 0{,}76\,\% \\ L_{\text{opt}} &= 1{,}00\,P_{t0}' = 3{,}2\,P_{t0} \\ P_t &= 1{,}47\,P_{t0}' = 4{,}5\,P_{t0} \\ P_R &= 2{,}4\,P_{t0}. \end{aligned}$$

Die Verschlechterung der Spiegelqualität hat die minimale Schwellenergie um einen Faktor 3, 2 erhöht, die optimale Leistung aber nur um den Faktor 1,5 verringert. Der Unterschied wäre krasser bei niedrigerer Pumpleistung.

β) Drei-Niveau-Laser

In der Näherung für kleine Werte erhalten wir T_{opt} nach Gl. (11–16) und weiter

$$L_{\text{opt}} = P + P_{t0} - 2\,P_i - 2\sqrt{(P - P_i)\,(P_{t0} - P_i)} \qquad (11\text{–}21)$$

$$P_R = \sqrt{(P - P_i)\,(P_{t0} - P_i)} - (P_{t0} - P_i) \qquad (11\text{–}22)$$

$$P_t = P_{t0} + (P_{t0} - P_i)\left(\frac{T}{A}\right)_{\text{opt}} = P_i + \sqrt{(P_{t0} - P_i)\,(P - P_i)} \qquad (11\text{–}23)$$

Wir wählen als Beispiel einen He-Ne-Gaslaser bei 0,63 μm und berücksichtigen, daß durch die stimulierte Emission das tiefere Laserniveau schneller aufgefüllt wird, als es durch spontane Emission und Wandstöße wieder entleert wird. Nach [914] muß man rechnen

$$N_1 = 0{,}98\,N_2, \text{ also } P_i = 0{,}98\,P_{t0}.$$

Mit $P = 10\,P_{t0}$ erhalten wir jetzt

$$\left(\frac{T}{A}\right)_{\text{opt}} = \sqrt{500} - 1 = 21{,}3\,.$$

Mit $A = 0{,}5\,\%$ beträgt die optimale Auskopplung

$$T_{\text{opt}} = 10{,}6\,\%.$$

Weiter wird

$$\begin{aligned} L_{\text{opt}} &= 8{,}19\,P_{t0} \\ P_t &= 1{,}4\,P_{t0} \\ P_R &= 0{,}41\,P_{t0}. \end{aligned}$$

Das Drei-Niveau-System macht eine höhere Auskopplung notwendig. Wenn wir ohne Berücksichtigung von P_i gewählt hätten $T = 0{,}76\,\%$, so hätten wir nur erreicht

$$L = 5{,}2\,P_{t0}.$$

Allerdings hinkt der Vergleich mit a), weil jetzt bereits die minimale Schwelle wesentlich höher liegt als vorher, so daß $10\,P_{t0}$ einer größeren Pumpleistung entspricht als in dem zuerst diskutierten Beispiel eines idealen Vier-Niveau-Lasers. Das Beispiel zeigt, daß beim Drei-Niveau-System die Schwelle nur unwesentlich mit der Auskopplung anwächst, so daß es bei ausreichender Verstärkung möglich ist, die Verluste durch hohe Auskopplung niedrig zu halten. Dies wird damit erkauft, daß die minimale Schwelle selbst schon sehr hoch liegt.

Beim Gaslaser ist für eine genauere Analyse zu beachten, daß N_1 und damit P_i von der Laserleistung selbst abhängt. Außerdem ist P_{t0} hier nur die Fluoreszenzleistung innerhalb der natürlichen Linienbreite um den betrachteten Mode (Kap. 7).

Als Beispiel für einen echten Drei-Niveau-Laser wählen wir den Rubin-Dauerstrichlaser von Nelson [1801]. Wegen der geringen Dotierung von $0{,}005\,\%$ Cr^{3+} ist der Unterschied zwischen Inversionsleistung und minimaler Schwelle hier nicht sehr klein gegen die Inversionsleistung. Wir setzen

$$P_i = 0{,}9\,P_{t0}.$$

Unter Berücksichtigung der starken Materialverluste von Rubin setzen wir

$$A = 0{,}15.$$

Damit erhalten wir für eine Pumpleistung

$P = 1{,}5\, P_{t0}$:

$$\begin{aligned} T_{\mathrm{opt}} &= 1{,}26\, A = 19\,\% \\ L_{\mathrm{opt}} &= 0{,}21\, P_{t0} \\ P_t &= 1{,}15\, P_{t0} \\ P_R &= 0{,}14\, P_{t0}. \end{aligned}$$

b) Näherung für hohe innere Verluste

In Festkörperlasern ist der Materialverlust oft so groß, daß man die Spiegelverluste dagegen vernachlässigen kann. Wir erhalten für $A_s \ll A_i$ aus Gl. (11—14):

$$L_a = \left[P - P_i - (P_{t0} - P_i)\left(1 + \frac{\ln(1-T)}{\ln(1-A_i)}\right)\right] \frac{T}{A_i + T}. \quad (11\text{—}24)$$

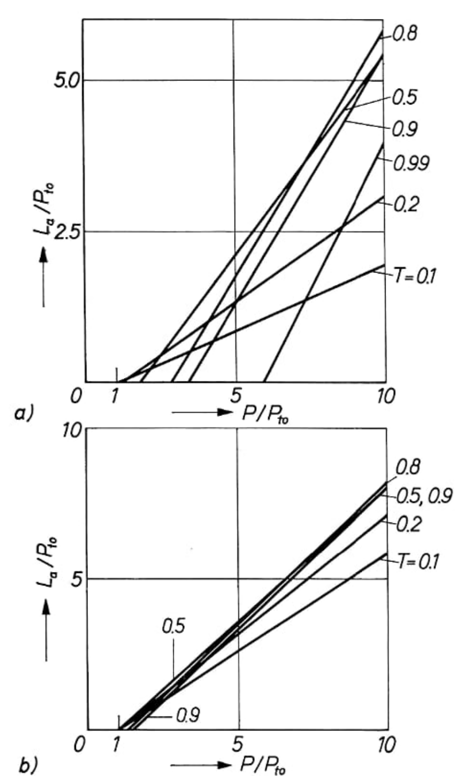


Bild 11—2 Ausgangsleistung eines Drei-Niveau-Lasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung mit der Auskopplung als Parameter (Näherung für überwiegende innere Verluste nach Gl. (11—24)). Um Werte zu erhalten, die z. B. mit Rubinlasern vergleichbar sind, wurde gesetzt:

a) $P_{t0}/P_i = 1 + 5 \cdot 10^{-2}$
$A_i = 0{,}3$

b) $P_{t0}/P_i = 1 + 10^{-2}$
$A_i = 0{,}05$

Der erste Fall (a) würde einem Rubin mit relativ großen Streuverlusten, der zweite (b) einem nahezu fehlerfreien Rubin entsprechen. Die Werte von P_{t0}/P_i sind für Zimmertemperatur charakteristisch.

Wir haben hier im Gegensatz zu Bild (11—1) die Auskopplung T direkt als Parameter gewählt. Ein Vergleich von Bild (11—2a, 11—2b) mit Meßkurven zeigt, daß der Fall (a) realistisch ist. Optimal im Sinne hoher Ausgangsleistung bei ausreichendem Betriebsbereich sind für Rubine von 7 cm Länge Auskoppelwerte von $T = 0{,}4$—$0{,}6$. Dies entspricht wieder etwa $T/A = 1$ bis 2. Höhere Auskopplungen führen im idealen Fall (b) nur zu einer geringfügigen Erhöhung der Leistung und engen im realen Fall (a) den Betriebsbereich stark ein.

Aus Gl. (11–24) kann man bei gegebenen Verlusten und Pumpraten die optimale Auskopplung graphisch oder numerisch ermitteln (Bild 11–2). Wir wollen uns auf eine analytische Näherungslösung für den Fall nicht zu großer Transmission beschränken:

$$T \ll 1$$

liefert

$$L_a = \left[P - P_{t0} - (P_{t0} - P_i)\,\frac{T}{(-1)\ln(1-A_i)}\right]\frac{T}{A_i + T}. \qquad (11\text{–}25)$$

Daraus folgt

$$\left(\frac{T}{A_i}\right)_{\text{opt}} = \sqrt{1 + \frac{P - P_{t0}}{P_{t0} - P_i}\,\frac{(-1)\ln(1-A_i)}{A_i}} - 1. \qquad (11\text{–}26)$$

Im Vergleich zu Gleichung (11–16) sieht man, daß die optimale Auskopplung bei hohen inneren Verlusten, wenn $\left|\frac{\ln(1-A_i)}{A_i}\right| > 1$ wird, noch höher zu wählen ist als nach der linearen Näherung.

Gleichung (11–26) ist bei Drei-Niveau-Materialien nur in der Nähe der Schwelle anwendbar, da sich bei hohen Pumpraten sofort sehr hohe Werte für die optimale Auskopplung ergeben. Auch hier ist zu überlegen, daß die optimale Auskopplung unter Umständen den Betriebsbereich des Lasers stark einengt (Bild 11–2).

11.3. Auskopplung von Festkörperlasern hoher Leistung

Bei Impulslasern hoher Leistung ist für die Wahl der Spiegeltransmission nicht allein die optimale Auskopplung maßgebend. Es ist hier wichtig, mit hoher Auskopplung zu arbeiten, um die Energiedichte im Resonator niedrig zu halten, damit keine Zerstörungen des Lasermaterials und der Spiegel durch die stimulierte Emission auftreten. Die Energiedichte im Resonator ist proportional $\frac{1}{1-R}$ und ist damit bei $R = 0{,}95$ zwanzigfach höher als im Ausgangsstrahl. Bei $R = 0{,}5$ ist sie bereits auf den zweifachen Wert herabgesunken, so daß eine weitere Erhöhung der Auskopplung nur noch eine geringe Verminderung der Belastung bringt.

In Rubin ist bei Zimmertemperatur der Anstieg der Verstärkung mit der Pumpleistung genügend groß (Kap. 5), um Leistungslaser von

7 cm Länge mit einer Auskopplung von 50 % ohne wesentliche Erhöhung der Schwelle betreiben zu können. Durch Kombination eines 90°-Prismas mit einem dielektrischen Spiegel oder einem Etalonreflektor von 30 bis 50 % Reflexion kann man Resonatoren hoher Lebensdauer für Impulsleistungen bis etwa 100 MW/cm² realisieren. Dagegen werden an beidseitig 95- bis 99prozentig reflektierenden Stäben schon für 2 cm Länge die Spiegelschichten bei hoher Pumpleistung bereits im normalen Laserbetrieb schnell zerstört. Eine so geringe Auskopplung ist bei Rubinlasern ganz sinnlos und führt neben der Spiegelzerstörung zu einer niedrigen Ausgangsleistung pro Mode. Metallspiegel sind für Leistungslaser mit Rubin- oder Neodymglas nicht verwendbar, da sie in einem Impuls zerstäuben.

Bei Neodymglaslasern ist an sich wegen des Vier-Niveau-Systems und wegen der hohen Materialgüte eine relativ geringe Auskopplung optimal. Ihre Realisierung führt jedoch zur sicheren Zerstörung bei höherer Pumpleistung. Auskopplungsfaktoren um 50 % sind in Neodymglas LG 55 wegen der niedrigen Verstärkung (Kap. 5) für Längen von 7 cm nicht realisierbar. Wenn keine entsprechend verlustfreien Spiegel verfügbar sind, muß die Materiallänge vergrößert werden, um bei ausreichend hoher Auskopplung genügend Verstärkung zu erreichen. Geeignete Materiallängen für solche Gläser sind 15–30 cm.

Günstigere Verhältnisse erreicht man mit $CaWO_4:Nd^{3+}$ oder mit $YAG:Nd^{3+}$. Hier ist die Verstärkung pro Durchgang so hoch (Kap. 5), daß einseitig offene Stäbe von 5–7 cm Länge bereits bei Pumpenergien von 30–50 Ws anschwingen. Für eine Auskopplung von 50 % liegt die Schwelle bei 5–10 Ws (minimale Schwelle 0,5–1 Ws). Bei diesen Materialien kann also für Impulslaser hoher Leistung die Energiedichte durch starke Auskopplung begrenzt werden. Allerdings sind Kristalle ausreichender Qualität in größeren Abmessungen schwer zu erhalten.

Bei den Abschätzungen der optimalen Auskopplung wurde mit konstanter Pumprate gerechnet. Im Impulsbetrieb ist P zeitlich veränderlich, und die optimale Auskopplung wird von der Form des Pumpimpulses abhängig. Größenordnungsmäßig richtige Werte erhält man bei den üblichen Impulsformen, wenn man statt der Pumpleistungen für Impulslaser die entsprechenden Pumpenergien einsetzt.

Die Bilder (11–1) und (11–2) zeigen den theoretischen Verlauf der Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der Pumpleistung und von der Auskopplung. Die Bilder (11–3) und (11–4) zeigen Meßkurven für Gas- und für Festkörperlaser.

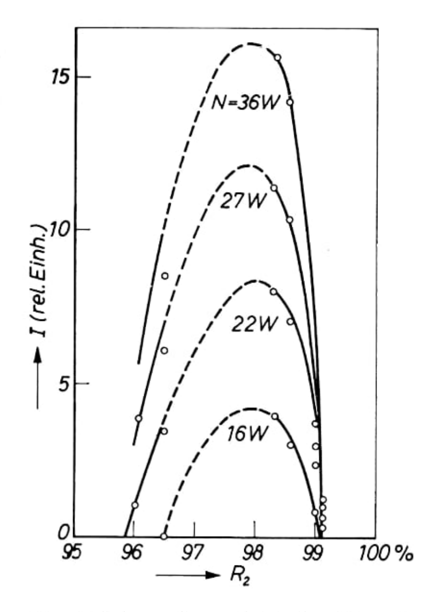


Bild 11—3 Ausgangsleistung eines Einmoden-He-Ne-Gaslasers bei 0,63 μm in Abhängigkeit von der Auskopplung; Parameter ist die Pumpleistung. Als Abszisse ist die Reflexion des durchlässigen Spiegels aufgetragen; im Vergleich zu Bild (11—1b) ist also die Abszissenrichtung vertauscht (nach F. FRANK u. a. [774]).

Sonstige Parameter: 120 cm Rohrlänge; $R_1 = 99{,}1\%$; $T_1 = 0{,}2\%$; $A_1 = 0{,}7\%$; $A_2 = 0{,}8\%$.

Unsere Rechnungen gelten streng nur für Laser, die in einem einzigen Mode mit konstantem Modenvolumen schwingen. Bei Multimode-Schwingungen muß wegen der unterschiedlichen Schwellwerte über alle Moden summiert werden; das Ergebnis wird davon abhängig, ob optimale Leistung für die Summe aller Moden oder für den zuerst anschwingenden Mode verlangt wird. Für die praktische Dimensionierung kann auf die Berücksichtigung dieser Feinheiten verzichtet werden. Das zeitlich anwachsende aktive Volumen führt bei Kristall-Impulslasern dazu, daß die Ausgangsleistung zunächst stärker als linear ansteigt (Bilder 11–2, 11–4).

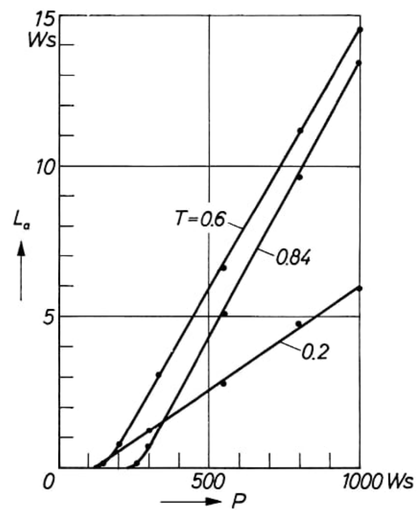


Bild 11—4 Ausgangsenergie eines Rubin-Impulslasers in Abhängigkeit von der Pumpenergie; Parameter ist die Auskopplung. Für die Messung wurde ein ummantelter Rubin mit 6,5 mm Kerndurchmesser bester Qualität bei 300°K verwendet, als Pumpquelle die Blitzlampe FX—42 in einem Ellipsoid in nichtfokaler Anordnung; der auskoppelnde Reflektor war ein dielektrischer Vielschichtspiegel ($T = 0{,}2$), ein beidseitig einschichtig belegtes Etalon ($T = 0{,}6$) oder ein unverspiegeltes Glasetalon ($T = 0{,}84$). Obwohl hier die Impulsenergien statt der Leistungen aufgetragen sind, ist die Übereinstimmung mit Bild (11—2) befriedigend. Der erste schwächere Anstieg rührt daher, daß zunächst nur ein kleiner Teilquerschnitt des Rubinkerns anschwingt (Kap. 14).

So hohe Werte des Wirkungsgrades werden sowohl in Rubin- wie in Neodymglaslasern nur bei weitgehendem Verzicht auf transversale Modenselektion beobachtet (Öffnungswinkel des Strahls bei maximaler Pumpenergie > 5°).

11.4. Messung der Ausgangsleistung

Als absolute Meßgeräte für die Leistung von Dauerstrichlasern und für die Impulsenergie von Impulslasern eignen sich ballistisch messende Kalorimeter. Bild (11—5) zeigt ein solches Gerät. Der Meßkopf ist ein geschwärzter Konus, in dem das Laserlicht absorbiert wird. Auf seiner Rückseite sind in gutem thermischem Kontakt mehrere in Reihe geschaltete Temperaturfühler, vorzugsweise temperaturabhängige Widerstände, aufgeklebt. Der Kalorimeterkonus ist in Brücke zu einem zweiten, unbeleuchteten Konus geschaltet. Beide sind zur Wärmeisolation in einen Schaumstoffklotz eingebettet. Für die Absoluteichung wird ein Kondensator bekannter Kapazität und Ladespannung über einen seine Joulesche Wärme an den Meßkopf abgebenden Wider-

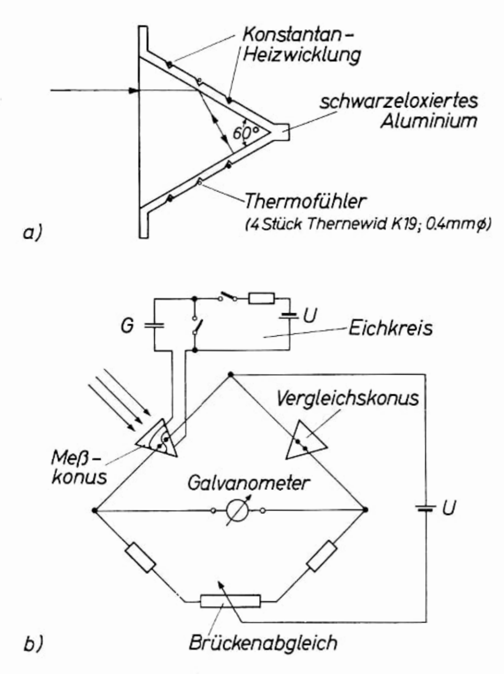


Bild 11—5 Laserkalorimeter

a) Meßkonus aus Aluminium. Die Thernewide und die Heizwicklung sind mit Araldit in vertiefte Furchen eingeklebt. Geeignete Abmessungen für lineare Anzeige sind:

Maximale Impulsenergie [Ws]:	0,5	5	50
Öffnung [mm]:	10	20	40
Gewicht [g]:	0,75	5	50

b) Schaltschema eines Laserkalorimeters.

stand entladen. Nach T. Li und S. D. Sims [1479] kann man den Konus aus Graphit fertigen und ihn selbst für die Entladung verwenden. Wegen der dabei auftretenden Kontaktschwierigkeiten ist es günstiger, den Konus mit einer getrennt aufgeklebten Heizwicklung aus Konstantandraht zu eichen. Als Material für den Konus ist schwarz eloxiertes Aluminium geeignet. Die absolute Genauigkeit eines solchen Meßgerätes beträgt 1–2 %.

Einfacher in der Handhabung sind photoelektrische und elektronisch integrierende Meßgeräte, die man mit einem absolut messenden Kalorimeter eicht.

Typische Dauerstrichleistungen für Gaslaser sind 0,1–5 mW, bei Extremwerten bis 100 mW für He-Ne und bis zu einigen Watt für Argon (gleichzeitige Emission zahlreicher Moden). Dauerleistungen von über 10 W in einem einzigen Mode liefert der CO_2-N_2-Laser bei 10 μm.

Dauerstrich-Festkörperlaser liefern bei hoher Verspiegelung normalerweise Leistungen von 5–10 mW. Bei optimaler Auskopplung werden 100 mW ($CaF_2:Dy^{2+}$) bis 10 W ($YAG:Nd^{3+}$) erreicht. Mit Rubin-Dauerstrichlasern von 25 bis 50 mm Länge bei 1 bis 2 mm aktivem Durchmesser werden zur Zeit Leistungen von 100–400 mW erreicht.

Bei Halbleiterlasern wurden Dauerstrichleistungen von einigen Watt beobachtet; typischer sind auch hier niedrigere Werte im Bereich 100 mW.

Im Impulsbetrieb wurden mit Gaslasern Einzelimpulse (1 μs) von 10 W – 1 kW erzeugt. Bei Kristall-Lasern liegen die Impulsleistungen für Impulse von 1 ms Dauer bei 100 W bis 10 kW. Gepulste Halbleiterlaser liefern typische Spitzenleistungen von 1–100 W in Impulsen von weniger als 1 μs Dauer.

Die Impulsenergie von Kristall-Lasern wird oft überschätzt. Typische Werte für kleine, hochverspiegelte Rubinstäbe sind 5 bis 20 mWs bei doppelter bis dreifacher Schwellenergie. Stäbe von 3 Zoll Länge und 4 bis 7 mm Durchmesser liefern bei günstiger Auskopplung typischerweise 1 bis 5 Ws. Die oft zitierten Werte von 100 bis 1000 Ws sind nur mit unverhältnismäßig hohem Aufwand für die Pumpanordnung erreichbar. Außerdem ist es schwierig, die dafür notwendigen Rubine von 15 bis 40 cm Länge in einer mit kleineren Stäben vergleichbaren Kristallqualität zu erhalten.

Die Zerstörung im fokussierten Laserlicht ist weniger eine Funktion der Impulsenergie als der Modenselektion. So kann man eine Rasier-

klinge mit einem Impuls von 10 mWs durchbohren, wenn er nur wenige Moden niedriger Ordnung enthält. Bei einem einfachen Laser liegt die Durchbohrungsschwelle dagegen bei 0,5 – 1 Ws. In sehr langen Laserstäben ist es wegen der hohen Verstärkung pro Durchgang schwierig, eine ausreichende transversale Modenselektion durchzuführen.

11.5. Zusätzliche Effekte; Auskoppelmethoden

Bei unseren Rechnungen wurde als Pumpleistung die Zahl der pro Zeiteinheit angeregten Inversionen angesetzt. Nur beim Festkörper-Laser ist diese Größe in weiten Grenzen direkt proportional zu der einer Pumplichtquelle als elektrische Anregung zugeführten „äußeren" Pumpleistung. Hier beobachtet man eine gute Proportionalität der Meßkurven mit Bild (11–1) und (11–2) bei Gleichsetzen der äußeren Pumpleistung mit der Inversionsrate. Bei sehr hoher Auskopplung ist allerdings bei Drei-Niveau-Materialien zu erwarten, daß der Wirkungsgrad abnimmt, da bei einer gegen die Gesamtzahl aller Atome nicht mehr kleinen Inversion die Absorption des Pumplichts bei einer weiteren Erhöhung der Schwellinversion zurückgeht (Kap. 12, 14).

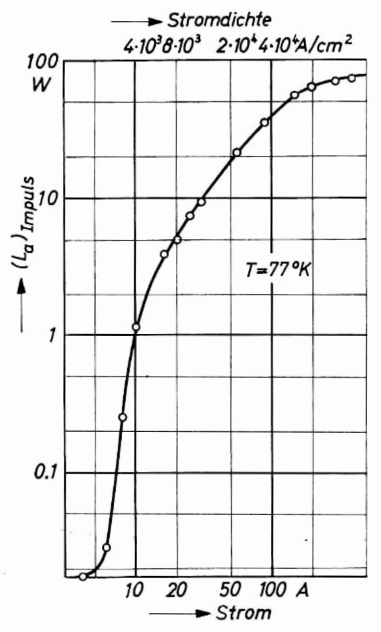


Bild 11—6 Ausgangs-Impulsleistung eines GaAs-Diodenlasers in Abhängigkeit vom Impulsstrom. Lasertype SSW; nach H. HENKEL, SSW Erlangen (unveröffentlicht).

In gepulsten Halbleiter-Lasern wird der Quantenwirkungsgrad bei hoher Pumpleistung durch die Temperaturerhöhung während des Impulses reduziert. Die Ausgangsleistung steigt daher über der Pump-Impulsleistung bei hoher Anregung schwächer als linear an (Bild 11–6). Der an der Schwelle überlineare Anstieg dürfte in den meisten Fällen, ähnlich wie bei Kristall-Lasern, darauf zurückzuführen sein, daß zunächst nur

ein kleiner Teilquerschnitt des pn-Übergangs anschwingt. Sobald der aktive Querschnitt konstant bleibt, ist der Anstieg linear, bis Temperatureffekte ihn wieder reduzieren. Eine optimale Auskopplung ist bei Halbleiter-Diodenlasern beim Stand der Technik wegen der überaus hohen Beugungsverluste nicht realisierbar. Die üblicherweise verwendete Fresnelsche Reflexion der unverspiegelten Kristallflächen stellt bezüglich der Auskopplung bereits einen günstigen Kompromiß dar. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Schwelle kann in Diodenlasern Betrieb bei hoher Temperatur zur Zeit nur mit genügend steil ansteigenden Pumpimpulsen kurzzeitig erreicht werden. Die Möglichkeit des Dauerbetriebs hängt entscheidend von der Kühlung des pn-Übergangs ab.

In Gaslasern ist die Inversionsrate nur in kleinen Bereichen der elektrischen Anregungsleistung proportional. Bei hoher Anregung sinkt die Inversion mit wachsender Pumpleistung wieder. Damit ergibt sich für die Abhängigkeit der Laserleistung von der äußeren Pumpleistung statt des linearen Anstiegs von Bild (11—1a) der Verlauf von Bild (11—7). Die Darstellung zeigt die Leistung eines He-Ne-

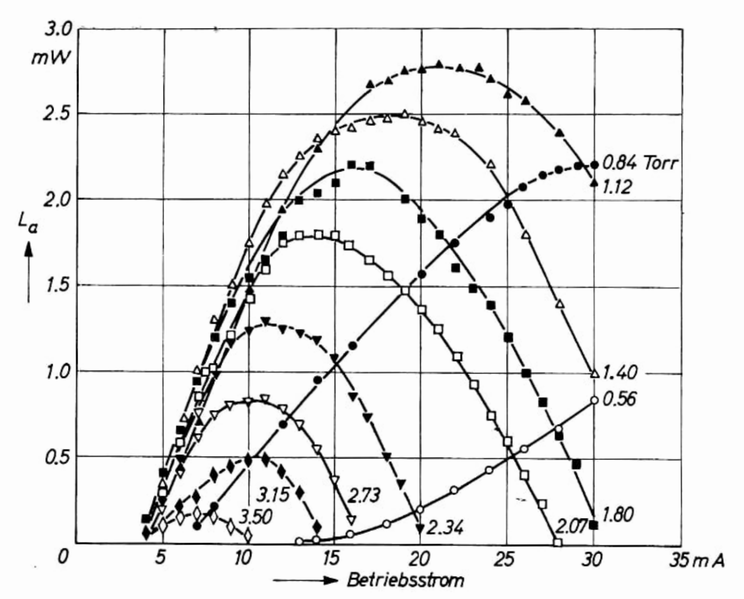


Bild 11—7 Ausgangsleistung eines He-Ne-Gaslasers bei 0,63 µm in Abhängigkeit vom Röhrenstrom (Gleichstromversorgung); Parameter ist der Fülldruck (nach K. L. VANDERSLUIS u. a. [2495]). Die Röhre ist 43 cm lang und hat 2,5 mm Innendurchmesser. Das Druckverhältnis He : Ne ist gleichbleibend 5 : 1.

Lasers bei 0,63 µm für verschiedene Fülldrucke in Abhängigkeit von der Anregung [2495]. Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Auskopplung bei konstanter Pumpanregung ist in guter Übereinstimmung mit dem errechneten Verlauf (Bild 11—1b und 11—3).

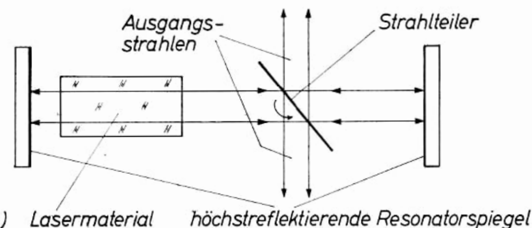
Zur Auskopplung der Laserleistung wird üblicherweise ein Resonatorspiegel teildurchlässig gewählt. Bei dieser Methode entsteht nur ein Strahl, und der Resonator wird durch die Auskopplung nicht gestört.

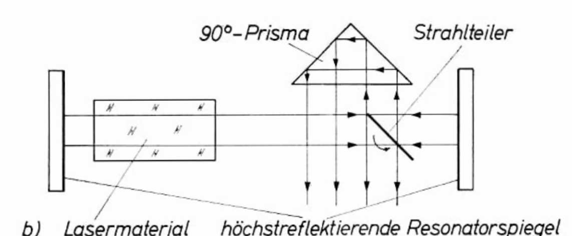
Bei kleiner Fresnelzahl ist eine gleichwertige Lösung durch Beugungs-Auskopplung an einer undurchlässigen, auf den Durchmesser 2a begrenzten Spiegelschicht vorbei möglich [1438] (Kap. 10).

In Einzelfällen wurden bei Rubinlasern undurchlässige Spiegel mit einem Koppelloch verwendet [6, 1594]. In Resonatoren mit großer Fresnelzahl führt ein Koppelloch, das für eine wirkungsvolle Auskopplung groß genug ist, zu einer starken Störung des Resonators. Günstig ist diese Ausführung dagegen für Gaslaser im tiefen Infrarot, wo keine transparenten Reflektoren zur Verfügung stehen. Man wird das Koppelloch so wählen, daß die Modenselektion des Resonators nicht beeinträchtigt wird; bei kleiner Fresnelzahl läßt sich diese Forderung mit ausreichend hoher Auskopplung erfüllen. Ein Koppelloch liefert für verschiedene Moden unterschiedliche Auskopplungswerte.

Eine regelbare Auskopplung wird am einfachsten durch einen Lichtteiler im Resonator erreicht. Für Festkörperlaser geeignet sind dielektrische Spiegel, wobei man z. B. für eine Stellung des Lichtteilers unter 45° zur Resonatorachse die Reflexion maximal wählen wird. Wegen der Winkelabhängigkeit der Reflexion von Interferenzspiegeln kann die Auskopplung durch Drehen des Lichtteilers aus dieser Stellung variiert werden. Wenn die Rückseite der Lichtteilerplatte vergütet wird, erhält man bei dieser Methode im wesentlichen zwei parallele Strahlen entgegengesetzter Richtung (Bild 11—8a). Durch Kombination mit einem 90°-Prisma können die beiden Strahlen ohne Rückkopplung des Resonators parallel gerichtet werden (Bild 11—8b).

Bei Gaslasern kann man als regelbare Auskopplung eine Planplatte nahezu unter dem Brewsterwinkel in den Resonator einbringen (Bild 11—8c). Diese für Messungen recht geeignete Methode hat für eine praktische Anwendung mehrere Nachteile. Durch Reflexion an der Vorder- und der Rückseite der Platte entstehen vier Strahlen, von denen sich wegen der normalerweise sehr kleinen Reflexionswerte zwei nur unvollständig durch Vergüten beseitigen lassen. Außerdem stört bei einer Drehung der Platte die veränderte Strahlversetzung die bei





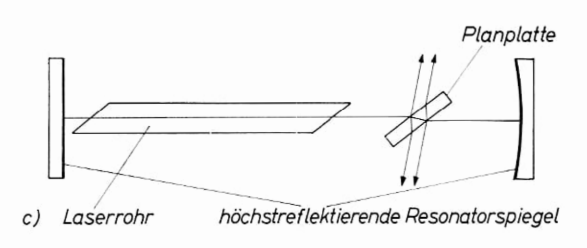


Bild 11—8 Auskopplung durch Strahlteiler

a) als Strahlteiler können Spiegel unterschiedlicher Reflexion bei fester Orientierung zur Resonatorachse oder ein durch Drehen abstimmbarer Interferenzspiegel verwendet werden.
b) Durch ein 90°-Prisma können beide Ausgangsstrahlen parallel gerichtet werden. Ein ebener Spiegel würde unter Rückkopplung zur Ausbildung eines aktiven Michelson-Interferometers führen.
c) Die unverspiegelte Planplatte wird nahezu unter dem Brewsterschen Winkel in den Resonator eingebracht. Damit lassen sich kleine Auskopplungen realisieren; wegen der undefinierten Oberflächenschichten verschwindet die Reflexion in keiner Stellung völlig.

Gaslasern üblicherweise verwendeten Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln.

In Festkörper-Lasern ist es praktisch wichtig, die nicht in die Eigen-Moden des Resonators fallende Streustrahlung stark auszukoppeln, um ihre inversionsvermindernde Verstärkung zu verhindern. Soweit kein System mit Modenblende verwendet werden kann (Kap. 10), ist es günstig, den Durchmesser der Spiegelschicht kleiner zu wählen als den Stabdurchmesser. Bei ummantelten Stäben, die auch aus Be-

leuchtungsgründen vorteilhaft sind (Kap. 14), ist dies ohne Einschränkung des schwingungsfähigen Materialvolumens möglich (Bild 11–9).

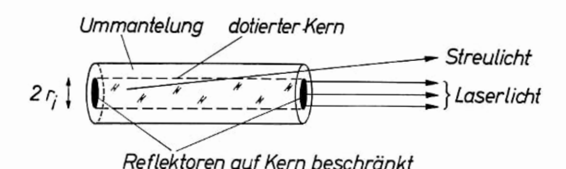


Bild 11—9 Durch Beschränken der Spiegelschicht auf den dotierten Kern wird bei einem ummantelten Rubin eine starke Auskopplung der gestreuten Strahlung erreicht.

Literatur zu Kap. 11

[6, 288, 517, 563, 774, 775, 1013, 1040, 1250, 1436, 1719, 1888, 1915, 1916, 2109, 2112, 2326, 2366, 2410, 2454, 2558, 2570, 2626, 166, 1063, 1324, 1622, 2050, 2139, 2322, 2388, 2434, 2586, 2628, 2840, 2892, 2962, 2963, 2992, 3001].

Meßgeräte: [21, 50, 111, 430, 516, 568, 758, 894, 895, 1010, 1248, 1381, 1421, 1454, 1479, 2165, 2166, 2364, 2662, 1667, 2969, 2999, 3030, 3075].

12. Zeitliches Emissionsverhalten und Einschwingvorgänge in Laser-Oszillatoren

12.1. Allgemeiner Emissionsverlauf von Impuls-Lasern

In Bild (12—1) ist aufgezeichnet, wie der Emissionsverlauf eines Festkörper-Lasers im Impulsbetrieb nach unseren bisherigen Überlegungen aussehen sollte. Bild (12—1a) zeigt den Verlauf des Pumpimpulses, Bild (12—1b) den der spontanen Emission, Bild (12—1c) den der stimulierten Emission.

Nach dem Einschalten der Pumpquelle vergeht eine gewisse Zeit t_1, in der der Laserübergang bis zur Schwelle invertiert wird. Mit W als Pumprate ist

$$(N_2 - N_1)_0 + N_1 = \int_0^{t_1} W(x)\, e^{-\frac{t-x}{\tau}}\, \mathrm{d}x. \qquad (12\text{—}1)$$

$(N_2 - N_1)_0$ ist die Schwellinversion, N_1 die Besetzung des unteren Laserterms bei Gleichbesetzung $N_1 = N_2$.

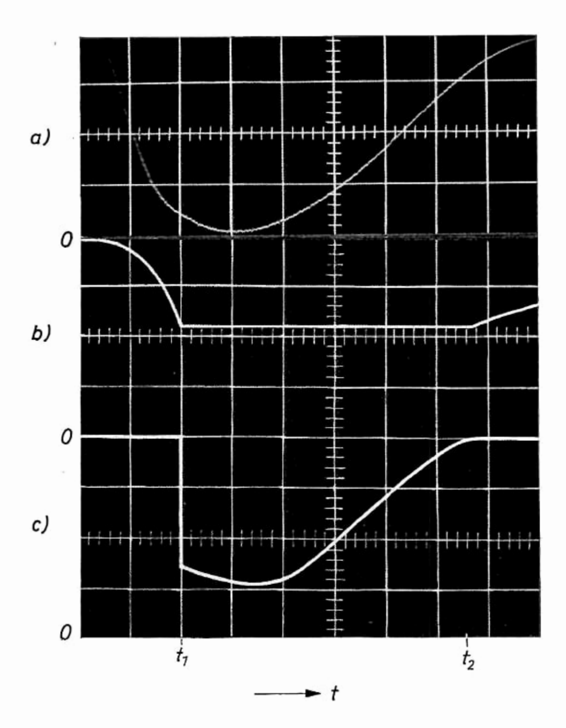
Der Exponentialfaktor in dem Faltungsintegral berücksichtigt den Fluoreszenzverlust der bereits angeregten Atome.

Die spontane Emission steigt wie N_2/τ an; die stimulierte Emission ist zunächst gleich Null. Beim Erreichen der Schwelle im Zeitpunkt t_1 wächst die stimulierte Emission steil an; die spontane Emission bleibt danach annähernd konstant auf dem Wert $(N_2)_0/\tau$ (Kap. 6). Alle zusätzliche Pumpleistung $W - (N_2)_0/\tau$ geht in die stimulierte Emission.

Wenn nach dem Maximum des Pumpimpulses die Pumprate im Zeitpunkt t_2 unter die Schwellrate $(N_2)_0/\tau$ gefallen ist, setzt die stimulierte Emission aus. Die spontane Emission fällt ab wie

$$(\mathrm{sp.\,E})(t) = (N_2)_0\, e^{-\frac{t-t_2}{\tau}} + \int_{t_2}^{t} W(x)\, e^{-\frac{t-x}{\tau}}\, \mathrm{d}x. \qquad (12\text{—}2)$$

Sobald der Pumpimpuls abgeklungen ist, bleibt nur noch ein exponentieller Abfall $e^{-t/\tau}$ übrig.



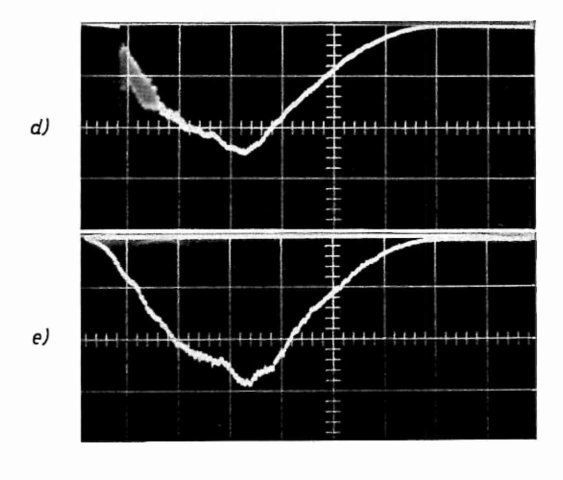


Bild 12—1 Schematischer Verlauf von spontaner und stimulierter Emission in einem Laseroszillator (Ordinatenrichtungen negativ)

a) Pumpimpuls; für das Beispiel wurde die Emission einer Blitzlampe FX-42 bei 5500 Å unter den folgenden Bedingungen aufgezeichnet: 800 Ws Pumpenergie; $C = 1200$ μF; $L = 600$ μHy; Zeiteinteilung 200 μs/Einheit

b) spontane Emission

c) stimulierte Emission

d) Beispiel der stimulierten Emission eines konfokalen $CaWO_4$: Nd^{3+}-Lasers bei 20 °C; 5 mm ⌀; 50 mm lang, mit festen dielektrischen Spiegeln von $\overline{R} = 0{,}98$; Umfang poliert; Pumpenergie 19 Ws (PEK XE1—2) bei einer Schwellenergie von 0,45 Ws. Zeiteinteilung 50 μs/Einheit

e) Pumpimpuls bei 5500 Å zu dem Beispiel d). Bis auf die anfängliche Relaxationsschwingung folgt die stimulierte Emission genau den Unregelmäßigkeiten des Pumplichtes.

Dieses schematische Bild gibt den umhüllenden Verlauf recht gut wieder (Bild 12—1 d, e). Daneben sind zwei grundsätzliche Punkte wichtig.

Punkt a) Unter der Pumprate W verstehen wir die Zahl der Inversionen, die pro Zeiteinheit angeregt werden. W ist der äußeren, z. B. in Watt gemessenen Pumpleistung P im einfachsten Fall proportional

$$W = C\,P. \tag{12—3}$$

Beim Drei-Niveau-Laser (Rubin) nimmt die Absorption des Pumplichts mit wachsender Entleerung des Grundniveaus bei konstanter Pumpleistung ab; es ist für ein optisch dünnes Material

$$W = C\,P\left(1 - \frac{N_2}{N_1 + N_2}\right). \tag{12—4}$$

Im Inversionspunkt ist die Pumprate in optisch dünnen Rubinstäben nur noch halb so groß wie am Impulsbeginn. Da N_2 beim Rubin-Oszillator im allgemeinen nur unwesentlich über den Wert $\frac{N_1 + N_2}{2}$ ansteigt, kann während der Laseremission wieder vereinfacht gesetzt werden

$$W = C'\,P = \frac{1}{2}\,C\,P. \tag{12—3a}$$

Bei fehlender Rückkopplung kann die Pumplichtabsorption immer weiter zurückgehen, und bei nahezu vollständiger Inversion $N_1 \approx 0$ wird die Pumpe wirkungslos (Verstärker, geschalteter Oszillator).

Weniger einfach sind die Verhältnisse bei Stäben, die nicht optisch dünn sind, da hier die sinkende Absorption der Randzonen zu einer Erhöhung der Beleuchtungsdichte im Stabinneren führt, welche die dort ebenfalls verringerte Absorption des Einzelprozesses teilweise kompensiert (s. Kap. 14).

Man kann versuchen, die Proportionalitätskonstante C aus dem Verlauf des Pumpmechanismus, z. B. aus dem Spektrum einer Pumplichtquelle, dem Absorptionsspektrum und der Absorptionsgeometrie des Lasermaterials, dem Wirkungsgrad der Lichtquelle und des Pumpsystems sowie dem Quantenwirkungsgrad des Lasermaterials, zu berechnen; man wird aber nur ungenaue Abschätzungen erreichen.

Einfacher ist es, alle Größen auf eine leicht meßbare zu normieren, z. B. auf die minimale Schwellpumprate W_{t0}. Im Drei-Niveau-Laser Rubin, der in der Praxis besonders interessiert, ist hinreichend genau

$$W_{t0} \approx W_i = \frac{N_0}{2\tau}. \tag{12—5}$$

Aus Bild (12—1) kann entnommen werden, daß im Zeitpunkt t_2 die elektrische Leistung der Blitzröhre der Schwellpumprate $\frac{N_0}{2\tau}$ entspricht. Danach wird in Bild (12—1c) der Laser beim Beginn der Emission mit der 3,5fachen Schwelleistung gepumpt.

Für $t_1 \ll \tau$ können wir in dem Integral den Exponentialfaktor vernachlässigen und erhalten näherungsweise

$$(N_2)_0 = \int_0^{t_1} W(x)\,\mathrm{d}x\,. \tag{12—6}$$

$(N_2)_0\, h\nu_p$ ist die Schwellenergie, die zur Inversion des Lasermaterials aufgebracht werden muß. Sie ist für genügend kurze Pumpimpulse vom Verlauf der Pumpleistung unabhängig. Bei gleichbleibendem zeitlichem Pumpleistungsverlauf ist t_1 ein Maß für die Schwellenergie; sie ist bei konstanter Pumpenergie um so kleiner, je früher die stimulierte Emission einsetzt.

Wenn t_1 nicht klein gegen τ ist, dann wird die äußere Schwellenergie abhängig von der Form des Pumpimpulses. Man kann sich das Integral Gl. (12—1) leicht elektronisch nach Bild (12—2) mit einer das Licht der Pumpquelle „integrierenden" RC-Schaltung nachbilden und auf einem Oszillographen aufzeichnen. Der zeitliche Verlauf der mit $RC = \tau$ integrierten Pumpleistung entspricht der in einem optisch dünnen

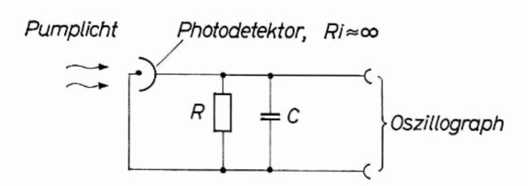


Bild 12—2 Schaltung zur Nachbildung von Gl. (12—1)

Vier-Niveau-Material gespeicherten Inversion, unabhängig von der Form des Pumpimpulses. Bei einem Vergleich von Messungen mit verschiedenartigen Pumpimpulsen sind die Meßwerte auf solche invariante Größen zu reduzieren.

Mit dieser Meßmethode kann die Relaxationszeit τ bestimmt werden: Wir reduzieren die Pumpenergie so weit, daß der Laser nur kurz anschwingt (Bild 12—3). Im Zeitpunkt der Emission hat N_2 sein Ma-

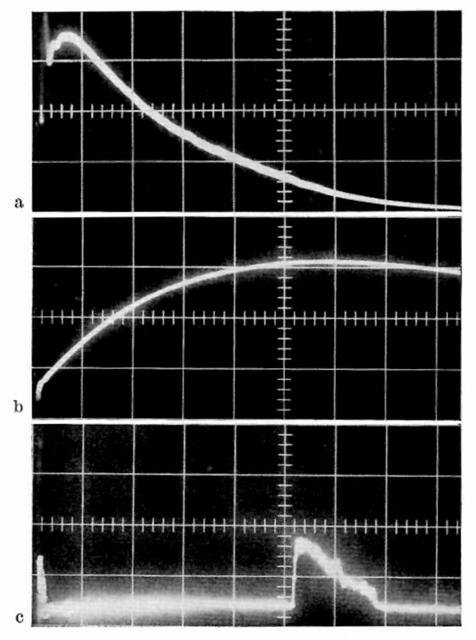


Bild 12—3 Bestimmung der Relaxationszeit von CaF_2: Dy^{2+} aus Gl. (12—1) (Ordinatenrichtung positiv, 2 ms/Einheit)

a) Pumpimpuls bei 9000 Å. Der erste kleine Impuls mit ca. 200 μs Dauer entspricht der Emission im Sichtbaren. Pumpenergie 1,9 Ws (PEK-XE1—2)

b) mit $\tau = RC = 16$ ms „integrierter" Pumpimpuls

c) Emission eines konfokalen CaF_2:Dy^{2+}-Lasers bei 78°K; 5 mm ⌀, 50 mm lang, mit Goldspiegeln von $\overline{R} = 0{,}85$, Umfang poliert. Die Aufnahme zeigt die Emission knapp oberhalb der Schwelle; direkt an der Schwelle setzt die Emission genau im Maximum der Kurve b) ein; die Relaxationszeit beträgt also $\tau = 16$ ms; sie ist in CaF_2:Dy^{2+} stark abhängig von der Dotierung.

ximum. Wir regeln die Zeitkonstante RC so ein, daß das „integrierte" Pumplicht ebenfalls dort sein Maximum hat. Nach Gl. (12—1) ist dann $\tau = RC$. Bei einfachem Verlauf des Pumplichts kann Gl. (12—1) numerisch zur Bestimmung der Relaxationszeit ausgewertet werden [966].

Punkt b) In Festkörper-Lasern ist die Pumplichtverteilung im Querschnitt der üblicherweise polierten, runden Stäbe im allgemeinen ungleichmäßig (s. Kap. 14). Wir nehmen den häufigen Fall an, daß sie ein ausgeprägtes Maximum in der Stabmitte hat. Dann ist im Impulsbetrieb der Inversionszeitpunkt t_1 im Stabquerschnitt variabel. Zunächst emittiert nur die Stabmitte. Mit wachsendem invertiertem Querschnitt vergrößert sich das aktive Volumen. Am Ende des Pumpimpulses zieht es sich wieder auf die Stabmitte zusammen.

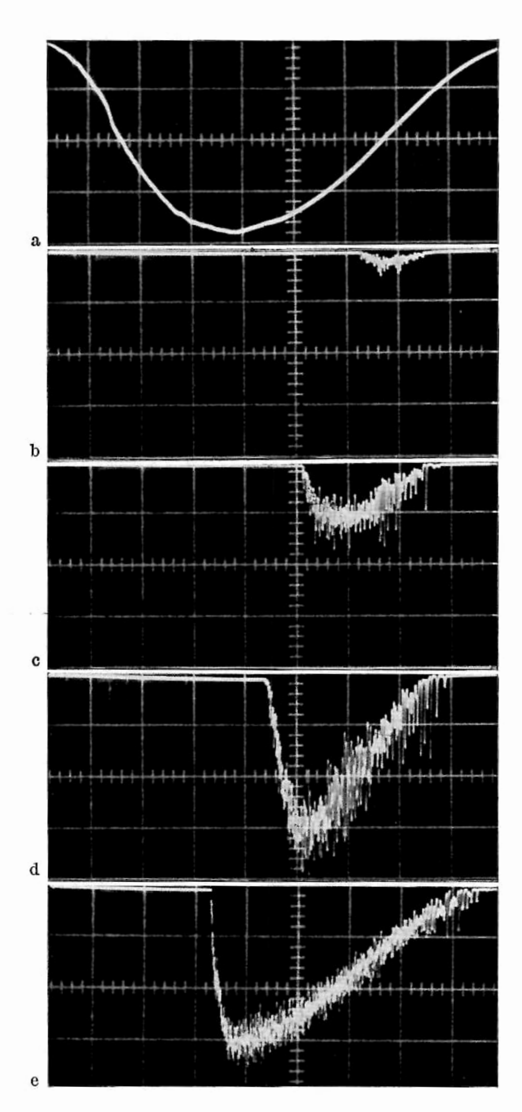


Bild 12—4 Emission eines Rubinlasers mit zeitlich variablem aktivem Querschnitt
Konfokaler Rubin von 25 mm Länge und 1,4 mm Kerndurchmesser mit Goldspiegeln von $\bar{R} = 0{,}85$, Saphirummantelung mit poliertem Umfang, abbildende Beleuchtung in einem Ellipsoid, Blitzlampe PEK-XE1—2 mit $L = 600$ µHy; 100 µs/Einheit 20 °C.

a) Pumplicht bei 5500 Å

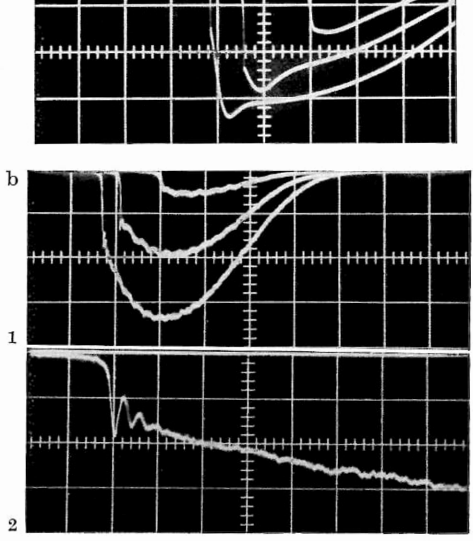
b) — e) Emission mit Pumpenergien von 50 Ws (b), 62 Ws (c), 69 Ws (d) und 115 Wc (c bei reduzierter Amplitude); Schwellenergie 45 Ws

Diese zusätzliche Zeitabhängigkeit führt dazu, daß die gesamte stimulierte Emission nicht wie in Bild (12—1) mit einem Maximum einsetzt und dann der Pumpkurve folgt. Sie steigt flacher an und fällt steiler ab (Bild 12—4). Die Emission der Stabmitte hat auch jetzt den in Bild (12—1) gezeigten Verlauf. Bei einer Pumpanordnung, die den Stabquerschnitt gleichmäßig ausleuchtet, ist der Verlauf der Gesamtemission wie in Bild (12—1).

Wir haben hier den allgemeinen Charakter der Emission von gepulsten Lasern skizziert und dabei als Beispiel optisch gepumpte Festkörper angeführt. In entsprechender Weise gelten die gleichen Probleme bei den übrigen Lasertypen.

12.2. Relaxationsschwingungen

Wie in anderen schwingungsfähigen Systemen treten beim Einsetzen der stimulierten Emission Einschwingvorgänge auf, die als Relaxationsschwingungen bezeichnet werden. Wir haben in Bild (12—5) eine Reihe typischer Emissionsbilder von Festkörper-Lasern zusammengestellt, bei denen diese Vorgänge sehr ausgeprägt auftreten. Sie wur-



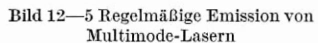


Bild 12—5 Regelmäßige Emission von Multimode-Lasern

a) aperiodisches Einschwingen einer polierten Kugel aus Rubin; 10 mm ∅; 0,035% Cr^{3+}; 20 °C; Pumpenergie 150, 500, 750, 1000 Ws; 200 μs/Einheit. Die eigenartige Welligkeit dürfte von der ungleichmäßigen Ausleuchtung der Kugel herrühren, durch die das aktive Volumen zeitabhängig ist.

b-1) Stark gedämpfte Emission eines polierten Rings aus Neodymglas LG 2; 20 °C; Pumpenergie 25 Ws, 56 Ws, 100 Ws (Schwelle 14 Ws). Die grobe Welligkeit ist eine Modulation durch das Pumplicht; 50 μs/Einheit

b-2) Wie b-1), Einschwingvorgang bei 100 Ws, 5 μs/Einheit. Die nach der Relaxationsschwingung verbleibende Amplitudenmodulation entsteht durch Modulation über das Pumplicht.

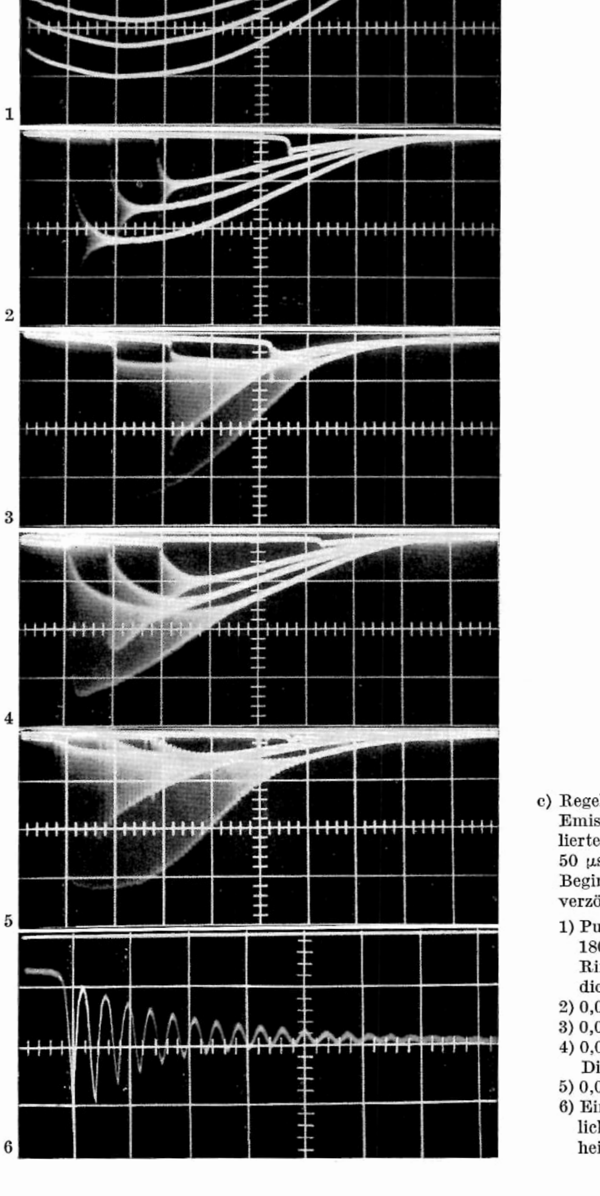


Bild 12—5

c) Regelmäßige, gedämpfte Emission von allseitig polierten Rubinringen; 20 °C; 50 μs/Einheit 200 μs gegen Beginn des Pumpimpulses verzögert.

1) Pumplicht bei 5500 Å; 180—600 Ws in 4 Stufen; Ring 2, 3, 5 jeweils 2 mm dick.
2) 0,035 % Cr^{3+}, 0°
3) 0,035 % Cr^{3+}, 90°
4) 0,035 % Cr^{3+}, 0°; 0,5 mm Dicke
5) 0,006 % Cr^{3+}; 0°
6) Einschwingvorgang zeitlich aufgelöst, 5 μs/Einheit

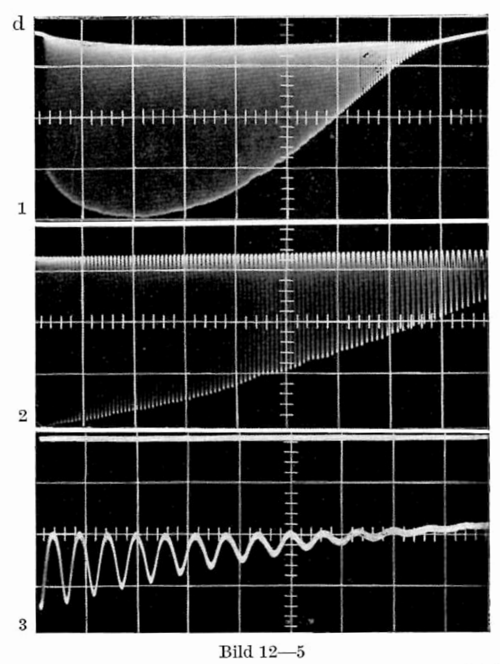


Bild 12—5

d) Emission eines Rubinrings, bei dem nur der Außenumfang poliert ist. 20° C; 800 Ws; 0,035% Cr^{3+}; 0°.

1) 100 μs/Einheit
2) 20 μs/Einheit, (Bildmitte von 1);
3) Ende der Emission, 5 μs/Einheit

In diesem Beispiel ist die Dämpfung der Relaxationsschwingung deutlich zeitlich variabel, sie wird stark am Ende der Emission bei kleiner Pumprate.

den besonders am Beispiel des Rubin-Lasers intensiv untersucht. Bild (12—5a) zeigt das aperiodische Einschwingen einer totalreflektierenden Rubinkugel, Bild (12—5b) die Emission eines totalreflektierenden Rings aus Neodymglas, bei dem eine sehr stark gedämpfte, periodische Relaxationsschwingung auftritt. In Bild (12—5c, 12—5d) sind Emissionsbilder von Ringresonatoren und von Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln aufgezeigt, bei denen die Dämpfung der Schwingung zunehmend geringer wird, bis die Emission in Bild (12—5e) in ungedämpfte, aber regelmäßige Einzelimpulse übergeht. Ähnliche Relaxationsschwingungen beobachtet man bei Faserlasern aus Neodymglas [2283].

Bild (12—6) zeigt das typische Relaxationsverhalten von Lasern mit ebenen Spiegeln; es ist durch mehr oder weniger regellose Relaxa-

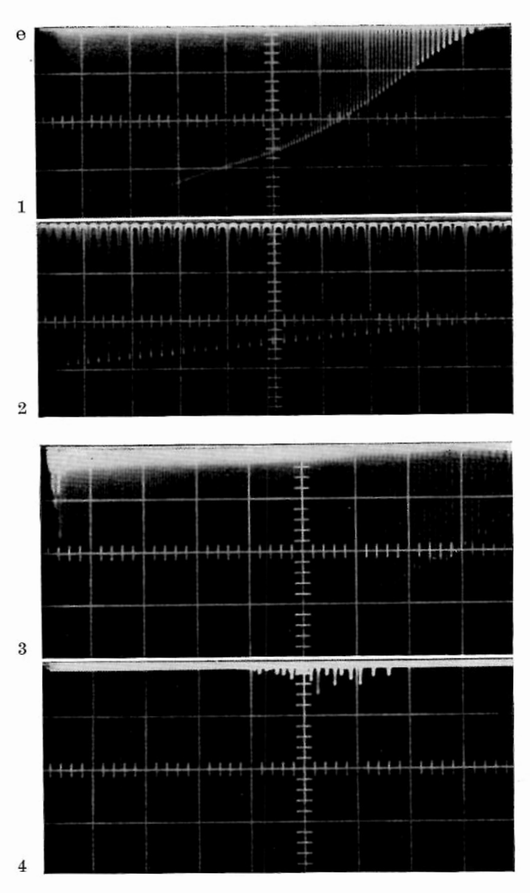


Bild 12—5

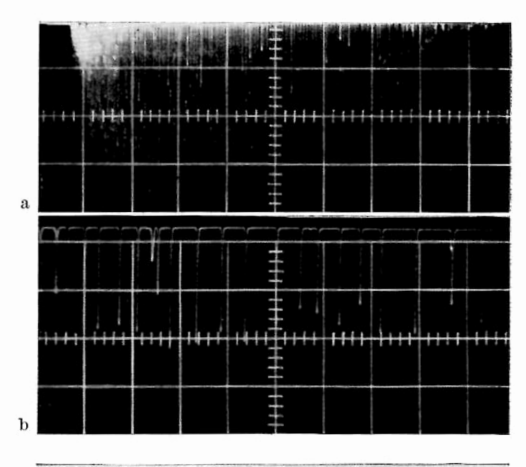
e) Periodische ungedämpfte Emission von Rubinlasern mit gekrümmten Resonatoren (20 °C)

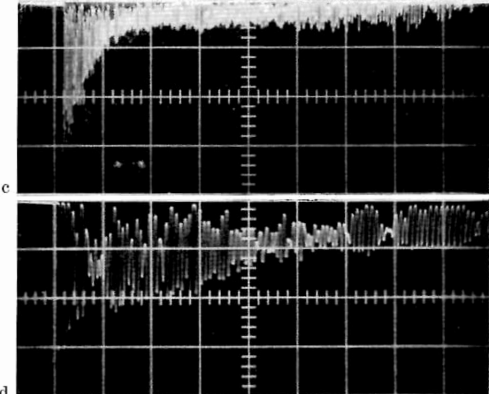
1) Rubin mit äußerem, konfokalem Resonator, $\overline{R} = 0{,}98$; Resonatorlänge = 30 cm; 200 μs/Einheit. Der ummantelte Stab wurde so gepumpt, daß die Inversion des Kerns nahezu gleichmäßig ist; doppelte Schwellenergie.

2) Ausschnitt aus 1) mit 40 μs/Einheit

3) Konfokaler ummantelter Rubin von 1,4 mm Kerndurchmesser und 25 mm Länge mit festen dielektrischen Spiegeln von $\overline{R} = 0{,}98$ bei 20 °C (Bild (12—4) zeigte die Emission dieses Stabes mit Goldspiegeln); 50 μs/Einheit; 150 Ws (Schwelle 34 Ws mit PEK XE 1—2). Bei dieser Pumpenergie werden die dielektrischen Spiegel in wenigen Impulsen zerstört.

4) Wie 3) nahe der Schwelle mit 40 Ws Pumpenergie. Die Emission ist unregelmäßig, solange bei der hier vorliegenden, ungleichmäßigen Ausleuchtung nur die Stabmitte in wenigen Moden niedriger Ordnung schwingt. Dies ist ebenfalls in 3) zu Beginn der Emission zu erkennen.





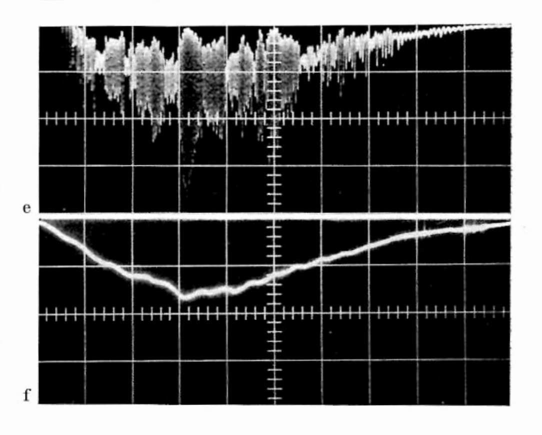


Bild 12—6 Emission ebener Laser

a) Rubin 0,013 % Cr^{3+}; 0°; 5 mm ∅, 40 mm lang, polierter Umfang, feste dielektrische Spiegel mit $\overline{R} = 0{,}97$; 20 °C; 5fache Schwellenergie bei rotationssymmetrischer Beleuchtung; 500 μs/Einheit

b) wie a) Ausschnitt mit 20 μs/Einheit. Die Impulse sind im Gegensatz zu konfokalen oder konzentrischen Lasern nicht streng periodisch. Die Emission wird mit steigender Pumpleistung und Temperatur regelmäßiger.

c) Rubin 0,035 % Cr^{3+}; 90°; 1 x 1 mm², 25 mm lang, polierte Umfangsflächen, feste dielektrische Spiegel mit $\overline{R} = 0{,}97$; 20 °C; 3fache Schwellenergie; 100 μs/Einheit

d) Beginn der Emission von c) mit 10 μs/Einheit

e) $CaWO_4$:Nd^{3+}; 5 mm ∅, 70 mm lang mit Silberspiegeln, $R \sim 0{,}95$; 6fache Schwellenergie; 50 μs/Einheit

f) Pumpimpuls zu e)

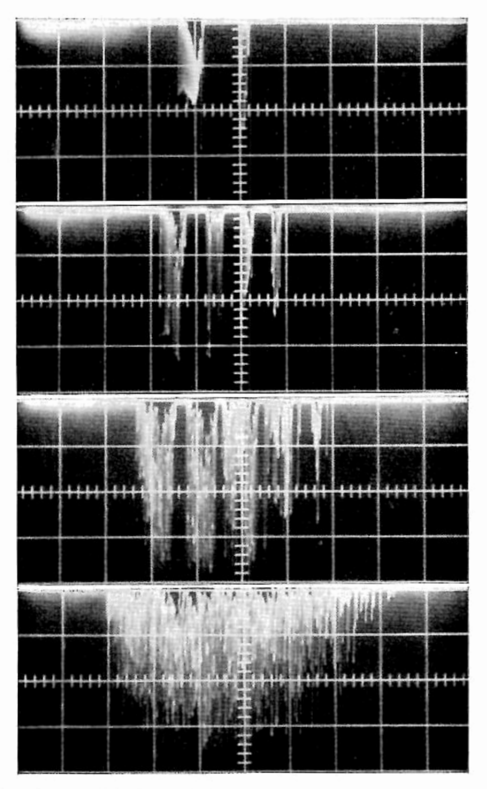


Bild 12—7 Emission eines Rubinlasers mit modenselektivem Etalon-Reflektor. Glasetalon von 2,6 mm Dicke mit $R_{max} = 0{,}16$; Rubin 7 mm ∅, 70 mm lang mit vergüteten Endflächen und poliertem Umfang; Pumpanordnung Ellipsoid; 20 °C

a) Emission mit wachsender Pumpenergie 320—500 Ws (FX-42); 200 μs/Einheit. Bei niedriger Anregung schwingt in jedem Emissionspaket nur ein axialer Modentyp.

tionsschwingungen und durch scharfe Einzelimpulse gekennzeichnet. Bild (12—7) zeigt schließlich die Emission eines Rubin-Lasers höchster Modenselektion, bei dem mehrere zeitlich getrennte, regelmäßige und gedämpfte Relaxationsschwingungen auftreten [2069, 2072].

Die Ursache des Überschwingens, z. B. in Bild (12—5c), ist leicht zu verstehen. Beim Überschreiten der Schwellinversion ist der Anstieg der Quantenzahl zunächst klein, so daß sich eine überhöhte Inversion und damit Verstärkung ausbildet. Dies führt kurz darauf zu einem übermäßigen Anwachsen der Quantenzahl im Resonator, welche die Inversion schneller abbaut, als sie durch die Pumpe nachgeliefert wird.

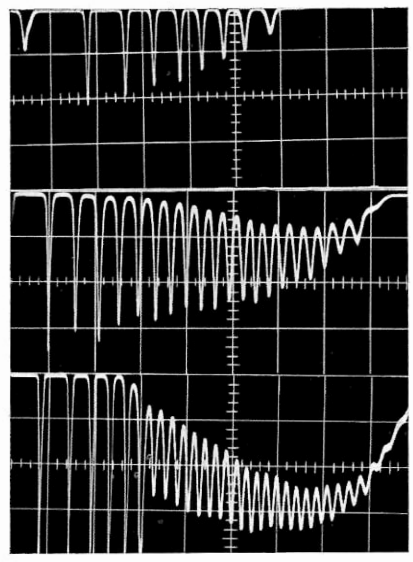


Bild 12—7

b) Emission des ersten auftretenden axialen Modentyps mit wachsender Pumpenergie: 250—300 Ws; 10 μs/Einheit

Dadurch bricht die Quantenzahl wieder zusammen. Nach einigen Ausschlägen spielt sich ein Gleichgewicht ein.

Die verwirrende Vielfalt der Relaxationserscheinungen in verschiedenen Resonatoren und Lasermaterialien wird durch deren Multimodefunktion, durch Temperatureffekte und durch Instabilitäten der Resonatoren erzeugt.

Wenn mehrere Moden schwingen, dann können ihre Relaxationsschwingungen gemeinsam oder entkoppelt sein. In allen Aufnahmen von Bild (12—5) schwingen zum Beispiel nach spektroskopischen Beobachtungen zahlreiche Moden gekoppelt. In Bild (12—8) ist dagegen die Emission eines 7 mm langen Rubin-Lasers bei Zimmertemperatur aufgezeichnet, in der zwei regelmäßige Relaxationsimpulsfolgen völlig unabhängig ineinander verschachtelt sind. Jede Impulsfolge gehört zu einem anderen Modentyp.

Einfache Verhältnisse ergeben sich nur, wenn ein einziger Mode schwingt, wenn alle Moden gekoppelt schwingen oder wenn sehr viele Moden gleichzeitig angeregt sind. Die ersten beiden Fälle sind selbstverständlich. Die letzte Aussage resultiert einmal daraus, daß bei einer Anregung zahlreicher Moden die Energie pro Mode klein ist;

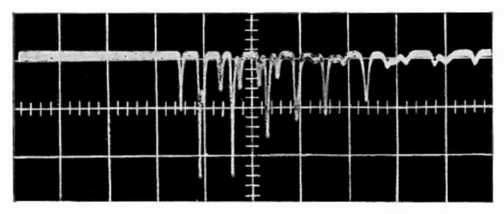


Bild 12—8 Emission mit zwei voneinander unabhängigen Relaxationsschwingungen. Rubin 0,035 % (Cr^{3+}; 90°; 7 mm ∅, 7 mm lang mit ebenen Endflächen; feste, dielektrische Spiegel mit $\bar{R} = 0{,}97$; 20 °C, knapp oberhalb der Schwellenergie; es ist nur ein axialer Modentyp angeregt; 20 µs/Einheit. Bei höherer Pumpenergie wird die Emission völlig unübersichtlich; durch die Addition zahlreicher Impulsfolgen ist sie dann teilweise kontinuierlich.

Instabilitäten einzelner Moden können die Gesamtemission nicht wesentlich beeinflussen und sind in der Gesamtemission nicht erkennbar. Außerdem führt insbesondere die gleichzeitige Anregung zahlreicher transversaler Modentypen zu einem gleichmäßigen Abbau der Inversion im aktiven Material, so daß keine Instabilitäten durch räumlich konzentrierten Inversionsabbau, wie bei Lasern mit wenigen aktiven Moden, auftreten.

Wir wollen im folgenden die Dynamik der Einschwingvorgänge so beschreiben, daß wir für Einmode- und für Multimode-Laser gültige analytische Ergebnisse erreichen, und zwar für die Fälle, in denen die Relaxationsschwingung regelmäßig und gedämpft ist.

Die Formulierung des Problems für Laser mit einer relativ geringen Zahl miteinander konkurrierender Moden wird sehr kompliziert. Es ist gezeigt worden, daß dabei Unregelmäßigkeiten der Emission und unter besonderen Umständen ungedämpfte Emissionsimpulse als Folge der Modenkopplung entstehen. Wir wollen diese Erkenntnisse mit experimentellen Beobachtungen vergleichen.

Schließlich werden wir noch qualitativ den Einfluß thermischer Effekte und anderer Instabilitäten auf das Emissionsverhalten untersuchen und den Zusammenhang zwischen zeitlicher Emission und dem Emissionspektrum betrachten.

12.3. Bilanzgleichungen

Relaxationsschwingungen wurden bereits vor der Entdeckung des Lasers in der Emission von Maser-Oszillatoren beobachtet und, vor allem durch Arbeiten von H. Statz und G. DeMars [2329] richtig gedeutet. Sie führten Bilanzgleichungen zur Beschreibung der nicht-

linearen Einschwingvorgänge ein, die auch mit Erfolg auf den Laser-Oszillator angewendet wurden [2330]. Als Energiebilanz-Beziehungen berücksichtigen sie in ihrer ursprünglichen Form nicht die Phasen der Resonatormoden und können daher keine genauen Aussagen über Multimode-Schwingungen liefern. Von C. L. TANG, H. STATZ und G. DEMARS [2338, 2417, 2421] wurden erweiterte Bilanzgleichungen diskutiert, welche die räumlich periodische Struktur der Resonatormoden berücksichtigen; weniger modellmäßig aufgebaut sind theoretische Arbeiten von H. HAKEN und Mitarbeitern [11, 999, 1000] über dieses Problem.

Da die erweiterten Gleichungen bisher keine einfachen analytischen Ergebnisse liefern, beschränken wir unsere Analyse auf die ursprünglichen Bilanzgleichungen. Wir dürfen von den Ergebnissen nicht erwarten, daß sie für Laser, die in mehreren Moden schwingen, allgemein gelten, da die Ausgangsgleichungen Kopplungen zwischen mehreren Moden nicht enthalten.

Durch eine einfache Erweiterung — Berücksichtigung der spontanen Emission in allen aktiven Moden [2070] — erhalten wir analytische Ergebnisse, die auch für den Fall sehr vieler aktiver Moden befriedigende Übereinstimmung mit der experimentellen Beobachtung liefern.

Wir benutzen die Formulierung der Resonatorgrößen von R. DUNSMUIR [672]. Alle Größen beziehen sich im Gegensatz zu unseren bisherigen Definitionen nicht auf die Raumeinheit, sondern auf das gesamte Resonatorvolumen, bei ungleichmäßiger Anregung des Resonatorquerschnitts genauer auf die gesamte Resonatorlänge [2065].

Wir betrachten einen Resonator mit hoher Spiegelreflexion $(1-R) \ll 1$ und setzen voraus, daß in dem Resonator entweder nur ein Mode selektiert wird oder daß zahlreiche Moden annähernd gleicher Güte stark verkoppelt sind, so daß die Summe der Quanten q aller selektierten Moden im Resonator sich verhält wie die Energie eines einzigen, schwingungsfähigen Systems. Wir nehmen an, daß die Quanten ebenso wie die gesamte Inversion n im Resonator gleichmäßig verteilt sind, vernachlässigen also die Existenz stehender Wellen.

Im einzelnen definieren wir:

$t_c = \frac{l}{c\,(1-R)}$ Resonatorverweilzeit, gemittelt über die angeregten Moden; in R sind alle Verluste berücksichtigt: $R = R' - A'$.

q = Zahl der Quanten im Resonator (Quantendichte · Resonatorvolumen v)

n = $(N_2 - N_1) \cdot v$ Inversion im Resonator
$= n_2 - n_1$

$\frac{n_2}{\tau} = \frac{N_2}{\tau} \cdot v$ spontane Emission des gesamten Resonatorvolumens

W = Pumprate $[\text{Inversion} \cdot \text{s}^{-1} \cdot v]$

$p_0 = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \Delta\nu \cdot v$ Modenzahl des Resonators. Für c ist die Lichtgeschwindigkeit im Resonator $c = c_0/\mu$ anzusetzen.

p = Zahl der angeregten Moden

D = p/p_0 Bruchteil der angeregten Moden

$B = C \frac{1}{p_0 \tau}$ Einsteinkoeffizient, bezogen auf das Resonatorvolumen und auf ein Quant. Wenn nur ein Mode in der Linienmitte ν_0 angeregt wird, dann ist $C = g(\nu_0)$ anzusetzen, für eine Lorentzlinie also $C = \frac{2}{\pi}$. Bei einer Multimodeanregung ist für C der Mittelwert der Linie in dem angeregten Spektralbereich $\delta\nu$ einzusetzen:

$$C = \frac{1}{\delta\nu} \int_{-\frac{\delta\nu}{2}}^{+\frac{\delta\nu}{2}} g(\nu)\,\mathrm{d}\nu .$$

Die Bevorzugung einer Polarisationsrichtung in anisotropen Materialien ist in C als Faktor 2 zu berücksichtigen.

Im folgenden setzen wir vereinfachend $C = 1$; dies ist im konkreten Fall bei der Berechnung des Einsteinkoeffizienten zu korrigieren.

Für die zeitliche Änderung der Besetzungen in den beiden Niveaus müssen wir den Einfluß der Pumpe W, der stimulierten Emission Bnq und der spontanen Emission $\frac{n}{\tau}$ berücksichtigen. Wir setzen im Vier-Niveau-System an:

$$\left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}\right)_4 = W_0 - Bnq - \frac{n_2}{\tau_2} . \tag{12–7}$$

Weiter gilt:

$$\left(\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t}\right)_4 = W' + Bnq + \frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{n_1}{\tau_1} . \tag{12–8}$$

W' ist die Pumprate für das untere Niveau, n_1/τ_1 seine Relaxationsrate.

In einem idealen Vier-Niveau-Material ist $n_1/\tau_1 \gg W' + Bnq + \frac{n_2}{\tau_{21}}$, so daß der tiefere Laserterm stets unbesetzt ist. Außerdem soll die Lebensdauer des oberen Terms durch spontane Emission zum tieferen Term begrenzt sein: $\tau_2 = \tau_{21} = \tau$. Unter so idealisierten Bedingungen gilt vereinfacht:

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right)_4 = \left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}\right)_4 = W_0 - Bnq - \frac{n}{\tau}. \qquad (12\text{—}9)$$

Im Drei-Niveau-System müssen wir ansetzen:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}\right)_3 &= \frac{W_0}{2} - Bnq - \frac{n_2}{\tau} \\ \left(\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t}\right)_3 &= -\frac{W_0}{2} + Bnq + \frac{n_2}{\tau}. \end{aligned} \qquad (12\text{—}10)$$

Damit wird hier:

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right)_3 = \frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t} - \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t} = W_0 - 2Bnq - 2\frac{n_2}{\tau}. \qquad (12\text{—}11)$$

Für eine Drei-Niveau-Substanz können wir setzen:

$$n_2 = \frac{n_2 - n_1}{2} + \frac{n_2 + n_1}{2} = \frac{n}{2} + \frac{N_0}{2}. \qquad (12\text{—}12)$$

Indem wir mit W die über der Inversionsrate $\frac{N_0}{\tau}$ liegende Pumprate einführen:

$$W = W_0 - \frac{N_0}{\tau}, \qquad (12\text{—}13)$$

können wir Gl. (12—11) formulieren:

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right)_3 = W - 2\,Bnq - \frac{n}{\tau}. \qquad (12\text{—}14)$$

Der Unterschied zum idealisierten Vier-Niveau-System liegt darin, daß ein stimulierter Emissionsprozeß die Inversion hier um zwei Einheiten herabsetzt.

Für die zeitliche Änderung der Quantenzahl q im Resonator müssen wir die Zunahme durch stimulierte Emission Bnq, den Resonatorverlust q/t_c und den Zuwachs der spontanen Emission in die aktiven Moden p berücksichtigen.

Damit wird:

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = Bnq + \frac{p}{p_0}\frac{n_2}{\tau_{21}} - \frac{q}{t_c}\,. \tag{12–15}$$

Für eine idealisierte Vier-Niveau-Substanz gilt:

$$\left(\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}\right)_4 = Bnq + \frac{p}{p_0}\frac{n}{\tau} - \frac{q}{t_c}\,. \tag{12–16}$$

Für eine Drei-Niveau-Substanz gilt:

$$\left(\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}\right)_3 = Bnq + \frac{1}{2}\frac{p}{p_0}\left(\frac{n}{\tau} + \frac{N_0}{\tau}\right) - \frac{q}{t_c}\,. \tag{12–17}$$

Der Unterschied liegt hier in dem normalerweise beim Drei-Niveau-System mit $n \ll N_0$ stärkeren Zuwachs der Quantenzahl durch spontane Emission.

Wir führen in den Bilanzgleichungen $\tau = \frac{1}{Bp_0}$ ein und erhalten eine weitere, besonders übersichtliche Formulierung:

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right)_4 = W - Bn(q + p_0) \tag{12–18a}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}\right)_4 = Bn(q + p) - \frac{q}{t_c} \tag{12–18b}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t}\right)_3 = W - 2Bn\left(q + \frac{p_0}{2}\right) \tag{12–19a}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}\right)_3 = Bn\left(q + \frac{p}{2}\right) + BN_0\frac{p}{2} - \frac{q}{t_c}\,. \tag{12–19b}$$

Die das dynamische Verhalten des Laser-Oszillators beschreibenden Bilanzgleichungen sind gekoppelte und, wegen des Produktes nq, nichtlineare Differentialgleichungen. Die Inversion nimmt linear mit der Pumprate zu und wird durch spontane und stimulierte Emission geschwächt. Dabei wird der Einfluß der stimulierten Emission auf die Inversion wesentlich, sobald die Quantenzahl im Resonator in die Größenordnung der Zahl aller Moden kommt $q \geq p_0$ (Gl. 12–18a, 12–19a). Die Quantenzahl wächst durch spontane und stimulierte Emission an und wird durch die Resonatorverluste geschwächt. Der Einfluß der stimulierten Emission wird hier bereits wesentlich, wenn die Quantenzahl in die Größenordnung der Zahl der aktiven Moden kommt: $q \geq p$ (Gl. 12–18b, 12–19b).

Wegen des konstanten Gliedes W in Gl. (12–18a, 12–19a) sind die Änderungen der Inversion viel kleiner als die der Quantenzahl. Während

sich in typischen Beispielen q um 10 bis 14 Zehnerpotenzen ändert, schwankt n dabei um weniger als eine Größenordnung.

Die Bilanzgleichungen sind analytisch nur näherungsweise lösbar; numerische, vollständige Lösungen für Spezialfälle werden wir weiter unten beschreiben. Bei den verschiedenen Näherungen vernachlässigt man mehr oder weniger weitgehend den Einfluß der spontanen Emission. Nach Gl. (12–18a, 12–19a) ist dies zulässig für $q \gg p_0$; dies würde eine sehr starke Einschränkung der gewonnenen Lösungen bedeuten, da die Quantenzahl in den aktiven Moden erst wesentlich oberhalb der Schwellpumprate in die Größenordnung der gesamten Modenzahl kommt. Wegen der bereits erwähnten, relativ geringen zeitlichen Änderung der Inversion ist der Gültigkeitsbereich solcher Näherungen nicht so stark eingeengt. Aus den Bilanzgleichungen für die Quantenzahl folgt ein verschwindender Einfluß der spontanen Emission für $q \gg p$ und für $nq \gg N_0 p$. Hier muß die Quantenzahl pro Mode q/p groß gegen Eins bzw. groß gegen $\frac{N_0}{n}$ sein.

Eine Vernachlässigung der spontanen Emission ist zulässig bei hoher Quantenzahl pro Mode, d. h. in Resonatoren hoher Modenselektion bei nicht zu geringer Anregung. In der Nähe der Schwelle und allgemein in Resonatoren geringer Selektion ist die Quantenzahl pro Mode klein, und die spontane Emission hat einen wesentlichen Einfluß auf das Einschwingverhalten [2070].

Bei den folgenden Rechnungen beschränken wir uns wegen der großen praktischen Bedeutung von Rubin als Lasersubstanz auf die Diskussion der Bilanzgleichungen für Drei-Niveau-Systeme. In den entsprechenden Lösungen für Vier-Niveau-Systeme ist als wesentlicher Unterschied W durch $2W$ zu ersetzen und $N_0 = 0$ zu wählen.

12.4. Gleichgewichtswerte

Wir fragen zunächst nach den Gleichgewichtswerten der Inversion und der Quantenzahl im eingeschwungenen Zustand.

a) Vernachlässigung der spontanen Emission

Unter Vernachlässigung der spontanen Emission erhalten wir mit $\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = 0$ und $p = 0$, $p_0 = 0$ aus Gl. (12–19)

$$n_{00} = \frac{1}{B t_c} \tag{12–20}$$

$$q_{00} = \frac{W t_c}{2} \tag{12–21}$$

$$q_{00}\, n_{00} = \frac{W}{2B} \tag{12–22}$$

Aus

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = W - 2\,Bnq \tag{12–23a}$$

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = Bnq - \frac{q}{t_c} \tag{12–23b}$$

sieht man, daß $\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t}$ für $n \gtrless n_{00}$ sein Vorzeichen wechselt. Sobald die Inversion den Gleichgewichtswert überschreitet, beginnt die Quantenzahl im Resonator anzuwachsen; der Gleichgewichtswert n_{00} ist gleichzeitig der „Schwellwert" der Inversion.

Die Quantenzahl erreicht ihre Extrema stets bei $n = n_{00}$; in den Relaxationsmaxima und -minima ist n gerade gleich dem Gleichgewichtswert.

Der Gleichgewichtswert der Inversion n_{00} ist unabhängig von der Pumprate und umgekehrt proportional zur Resonatorverweilzeit. Dies entspricht der vereinfachten Schwellbedingung $R\,V = 1$.

b) Berücksichtigung der spontanen Emission

Bei Berücksichtigung der spontanen Emission $p \neq 0$, $p_0 \neq 0$ hat Gl. (12–19) keine linearen Lösungen für die Gleichgewichtswerte. Wir beschränken uns auf eine Näherung, indem wir in Gl. (12–19a) p_0 durch p ersetzen. Unter Verwendung von n_{00} und q_{00} erhalten wir für die genaueren Gleichgewichtswerte n_0 und q_0:

$$\begin{aligned} n_0 &= n_{00}\left(1 + \frac{N_0\, p}{2\, n_{00}\, q_{00}} + \frac{p}{2 q_{00}}\right)^{-1} \\ &\approx n_{00}\left(1 - \frac{N_0\, p}{2\, n_{00}\, q_{00}} - \frac{p}{2 q_{00}}\right) \text{ für } n_{00} - n_0 \ll n_{00} \end{aligned} \tag{12–24a}$$

$$\begin{aligned} q_0 &= q_{00}\,\frac{n_{00}}{n_0} - \frac{p}{2} \\ &= q_{00}\left(1 + \frac{N_0\, p}{2\, n_{00}\, q_{00}}\right). \end{aligned} \tag{12–24b}$$

Durch Einsetzen der entsprechenden Größen formulieren wir Gl. (12—24) in meßbaren Parametern:

$$n_0 \approx n_{00}\left[1-\frac{1}{W}\frac{p}{p_0}\left(\frac{N_0}{\tau}+\frac{n_{00}}{\tau}\right)\right] \qquad (12\text{—}25\text{a})$$

$$n_{00}-n_0 \ll n_{00}$$

$$q_0 = q_{00}\left(1+\frac{1}{W}\frac{p}{p_0}\frac{N_0}{\tau}\right). \qquad (12\text{—}25\text{b})$$

Der Faktor $\frac{1}{W}\frac{n_{00}}{\tau}$ hat eine einfache anschauliche Bedeutung: Er ist die reziproke Pumprate, gemessen in Einheiten der vereinfachten Schwellpumprate. Entsprechend ist $\frac{1}{W}\frac{N_0}{\tau}$ näherungsweise die reziproke Pumprate in einem Drei-Niveau-Material, gemessen in Einheiten der Inversionspumprate.

Der Gleichgewichtswert der Quantenzahl im Resonator wird beim Drei-Niveau-Laser durch die spontane Emission gegenüber q_{00} erhöht. Die Gleichgewichtsinversion bleibt in jedem Fall unter dem Wert n_{00}. Dieser Befund ist uns bereits vertraut: Er entspricht der genaueren Schwellbedingung $R\,V$ + sp. Emission $= 1$ (Kap. 6).

Mit wachsender Pumpleistung nähert sich die Inversion dem Wert n_{00}. Die Differenz n_0-n_{00} ist proportional zu dem Bruchteil der Moden hoher Güte. Im Drei-Niveau-Material wird die Gleichgewichtsinversion wegen des Faktors $\frac{N_0}{\tau}$ abhängig von der Dotierung.

Aus Gl. (12—19) und (12—25) geht hervor, daß die Quantenzahl im Resonator bereits vom Inversionspunkt $n \gtreqless 0$ anwächst. Der Anstieg wird jedoch erst ausgeprägt, wenn n gegen n_0 geht. Die Schwelle ist verwaschen und um so weniger gut definiert, je größer der Anteil der aktiven Moden ist.

Nach Gl. (12—25) weichen die Gleichgewichtswerte für Resonatoren hoher Selektion ($p/p_0 \ll 1$) und für nicht zu kleine Anregungen nur äußerst geringfügig von den Werten n_{00} und q_{00} ab. Wegen der großen Empfindlichkeit der Bilanzgleichung (12—19b) gegen kleine Störungen kann diese Abweichung jedoch wesentlich für das Einschwingverhalten sein. Dies ist in Analogie zu der Bedeutung, welche die Abweichung der Ringverstärkung von der Eins für das Spektrum des Laser-Oszillators hat (Kap. 6).

Wir haben die Näherung so weit durchgeführt, daß auch für Vier-Niveau-Systeme der Einfluß der spontanen Emission auf das Ein-

schwingverhalten in dem Glied $\frac{1}{W}\frac{p}{p_{00}}\frac{n_{00}}{\tau}$ zum Ausdruck kommt. Höhere Näherungen geben eine weitere Vergrößerung der Differenz $n_{00}-n_0$.

Phänomenologisch wichtig ist nicht so sehr der Inversionsverlust durch spontane Emission nach Gl. (12—19a) als der Inversionsverlust, der durch Verstärkung dieser spontanen Emission unter stimulierter Emission entsteht (Gl. 12—19b).

12.5. Lineare Näherung der Bilanzgleichungen

Wir suchen analytische Näherungslösungen der Bilanzgleichungen für kleine Abweichungen von den Gleichgewichtswerten. Wir definieren:

$$\begin{aligned} n &= n_0 + \eta \qquad & |\eta| &\ll n_0 \\ q &= q_0 + \varepsilon \qquad & |\varepsilon| &\ll q_0 \end{aligned} \tag{12—26}$$

Wir setzen Gl. (12—26) in Gl. (12—19) ein, bilden $\frac{\mathrm{d}^2 n}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\mathrm{d}^2 \eta}{\mathrm{d}t^2}$, $\frac{\mathrm{d}^2 q}{\mathrm{d}t^2} = \frac{\mathrm{d}^2 \varepsilon}{\mathrm{d}t^2}$ und vernachlässigen $\varepsilon\,\eta$ als kleine Größe. Damit erhalten wir:

$$\frac{\mathrm{d}^2\eta}{\mathrm{d}t^2} = -2\,B\left[n_0\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t} + \left(q_0 + \frac{p}{2}\right)\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}t}\right] \tag{12—27a}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2\varepsilon}{\mathrm{d}t^2} = -2B\,(n_{00}-n_0)\frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t} + B\left(q_0 + \frac{p}{2}\right)\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}t} \tag{12—27b}$$

Mit dem harmonischen Lösungsansatz

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_0 e^{-i\omega t} \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 e^{-i\omega t} \end{aligned} \tag{12—28}$$

erhalten wir nach Einsetzen in Gl. (12—27) und Elimination von η_0, ε_0 die charakteristische Gleichung.

$$\omega^2 - i\,\omega\left[2\,B\left(q_0 + \frac{p}{2}\right) + B\,(n_{00}-n_0)\right] - 2\,B^2 n_{00}\left(q_0 + \frac{p}{2}\right) = 0\,. \tag{12—29}$$

Ihre Lösung lautet:

$$\omega = i\left[B\left(q_0 + \frac{p_0}{2}\right) + \frac{1}{2}B\,(n_{00}-n_0)\right] \tag{12—30}$$

$$\pm\sqrt{2\,B^2\left[n_{00}\left(q_0 + \frac{p_0}{2}\right) - n_0\left(\frac{p_0}{2} - \frac{p}{2}\right)\right] - \left[B\left(q_0 + \frac{p_0}{2}\right) + \frac{1}{2}B\,(n_{00}-n_0)\right]^2}$$

$$\omega = \frac{i}{\vartheta} + \frac{2\pi}{T}$$

$$\left.\begin{matrix}\varepsilon\\ \eta\end{matrix}\right\} = \left.\begin{matrix}\varepsilon_0\\ \eta_0\end{matrix}\right\} e^{-\frac{t}{\vartheta}} e^{-i\frac{2\pi}{T}t}. \tag{12–31}$$

Die Lösungen sind gedämpfte, periodische Schwingungen um die Gleichgewichtswerte mit der Periode T und der Abklingzeit ϑ.

Indem wir die genäherten Gleichgewichtswerte nach Gl. (12–25) einführen, erhalten wir:

$$\vartheta = \frac{2}{B\,W\,t_c} \frac{1}{1 + \frac{1}{W}\frac{p}{p_0}\left(\frac{N_0}{\tau} + \frac{n_{00}}{\tau}\right)\left(1 + \frac{1}{W}\frac{n_{00}}{\tau}\frac{\tau}{t_c}\right)}. \tag{12–32}$$

Bei Vernachlässigung der Fluoreszenz ergibt sich ($\tau \to \infty$):

$$\vartheta_0 = \frac{2}{B\,W\,t_c}. \tag{12–33}$$

Für die Periode T folgt:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{B\,W}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{W}\frac{p}{p_0}\left(\frac{N_0}{\tau} + \frac{n_{00}}{\tau}\right) - \left(\frac{1}{\vartheta}\frac{T_0}{2\pi}\right)^2}}. \tag{12–34}$$

Bei Vernachlässigung der spontanen Emission ($p = 0$) und verschwindender Dämpfung $\vartheta \gg T_0$ erhalten wir:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{BW}}. \tag{12–35}$$

Für große Pumprate und hohe Modenselektion geht $T \to T_0, \vartheta \to \vartheta_0$. Die Dämpfungszeit der Relaxationsschwingungen wird proportional zur Resonatorgüte und zur Pumprate kürzer, die Relaxationsperiode ist umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Pumprate.

Bei kleinen Pumpraten oder bei fehlender Modenselektion wird die Dämpfungszeit mit wachsender Pumpleistung größer. Für $\frac{1}{W}\frac{n_{00}}{\tau}\frac{\tau}{t_c} \gg 1$ können wir nähern:

$$\vartheta \approx \frac{W}{n_{00}/\tau}\frac{t_c}{\tau} \frac{1}{\left[\frac{p_0}{p}\left(\frac{N_0}{\tau} + \frac{n_{00}}{\tau}\right) + W^2 t_c\right]}. \tag{12–36}$$

Die Dämpfungszeit wächst nahe der Schwelle mit der Pumprate und mit der Resonatorgüte an.

Bild (12–9) zeigt für einen typischen Fall die Abhängigkeit der Dämpfungszeit von der Pumprate im Rahmen der linearen Näherung [2070].

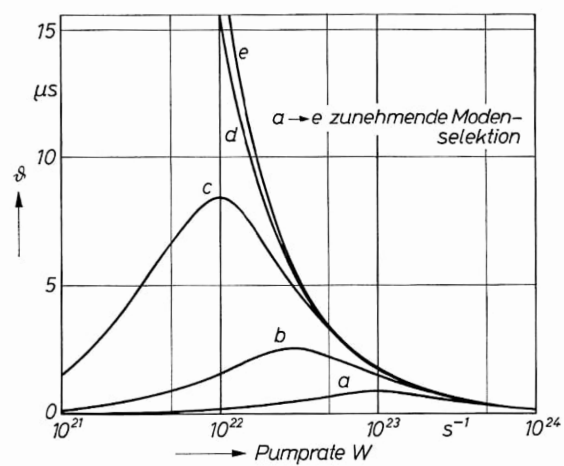


Bild 12—9 Dämpfungszeit in Abhängigkeit von der Pumprate für verschiedene Modenselektionen (lineare Näherung für Drei-Niveau-Material nach D. RÖSS [2070]).

$$t_c = 7{,}9 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{s}$$

$$\frac{p}{p_0}\frac{N_0}{\tau} = 10^{21}\,(a),\ 10^{20}\,(b),\ 10^{19}\,(c)\ 10^{18}\,(d)\ 10^{17}\,(e) \qquad s^{-1}$$

Die Relaxationsperiode folgt in einem weiten Bereich der Approximation $T \approx T_0$. Bei kleinen Pumpraten divergiert sie für

$$1 + \frac{1}{W}\frac{p}{p_0}\left(\frac{N_0}{\tau} + \frac{n_{00}}{\tau}\right) \to \left(\frac{T_0}{2\pi\vartheta}\right)^2. \tag{12—37}$$

Bei sehr niedrigen Pumpraten beobachtet man daher keine Relaxationsimpulse mehr. In Bild (12–10) ist die Abhängigkeit der Periode T von der Pumprate für ein typisches Beispiel aufgezeichnet [2070].

In Lasern mit sehr hoher Modenselektion ist der Einfluß der spontanen Emission nur bei kleinen Pumpraten merklich. Für Rubin-Laser mit Fabry-Perot-Resonator beobachtet man in einem Bereich von weniger als 1 % über der Schwellenergie eine verstärkte Dämpfung der Relaxationsschwingungen als Folge der spontanen Emission. Hier ist $W \approx \frac{n_{00}}{\tau} \approx 10^{-2}\,\frac{N_0}{\tau}$. Mit $\frac{\tau}{t_c} = \frac{3 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 10^{-9}} = 10^{+6}$ erhalten wir aus Gl. (12–32) eine Halbierung der Dämpfungszeit für $\frac{p}{p_0} \approx 10^{-8}$. Es genügt also bereits, wenn wenige Moden hohe Güte besitzen. Die

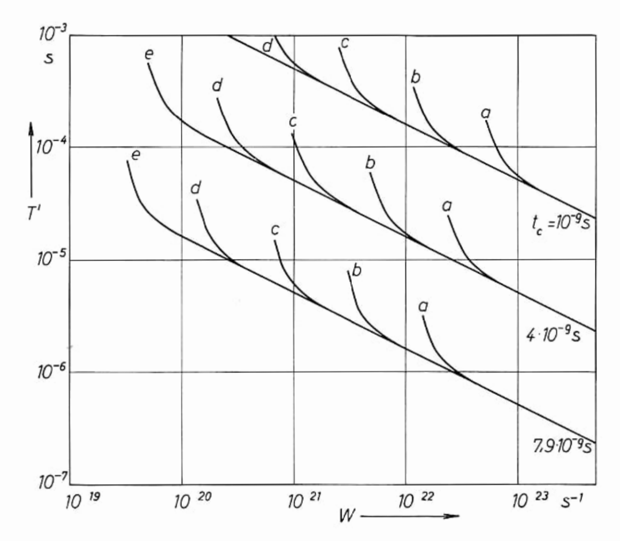


Bild 12—10 Relaxationsperiode in Abhängigkeit von der Pumprate für verschiedene Resonatorverweilzeiten; a) — e), wie in Bild (12—9) im Sinne wachsender Modenselektion. Die Geraden entsprechen T_0 (nach D. RÖSS [2070]).

Divergenz der Relaxationsperiode wird in diesem Fall dadurch bemerkbar, daß es nicht gelingt, durch Herabsetzen der Pumprate den ersten Relaxationsimpuls immer kleiner werden zu lassen. Entweder entsteht er mit bereits respektabler Leistung, oder er ist wegen der langen Relaxationsperiode nicht erkennbar.

Für $T \to \vartheta$ ist die lineare Näherung nicht mehr zulässig. Das Einschwingen wird schneller aperiodisch, als die Näherung erwarten läßt.

In Lasern geringer Selektion läßt sich der Einfluß der spontanen Emission auf das Einschwingverhalten besser studieren. Ein geeignetes Objekt sind teilweise geschlossene Resonatoren in Form polierter

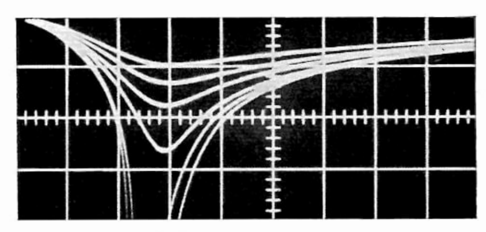


Bild 12—11 Emission eines Multimode-Lasers nahe der Schwelle; Rubinring 0,035 % Cr^{3+}, 0°, 20°, 200 μs/Einheit; Pumpenergie 175, 200, 225, 275, 300 Ws. Bei 300 Ws beträgt die Spitzenamplitude 40 Einheiten. Die Kurve mit 200 Ws entspricht noch ganz dem Verlauf der spontanen Emission. Aus ihrem Maximum wächst bei höherer Pumpenergie der steil ansteigende Relaxationsimpuls der stimulierten Emission heraus. Die Schwelle liegt verwaschen bei etwa 225 Ws.

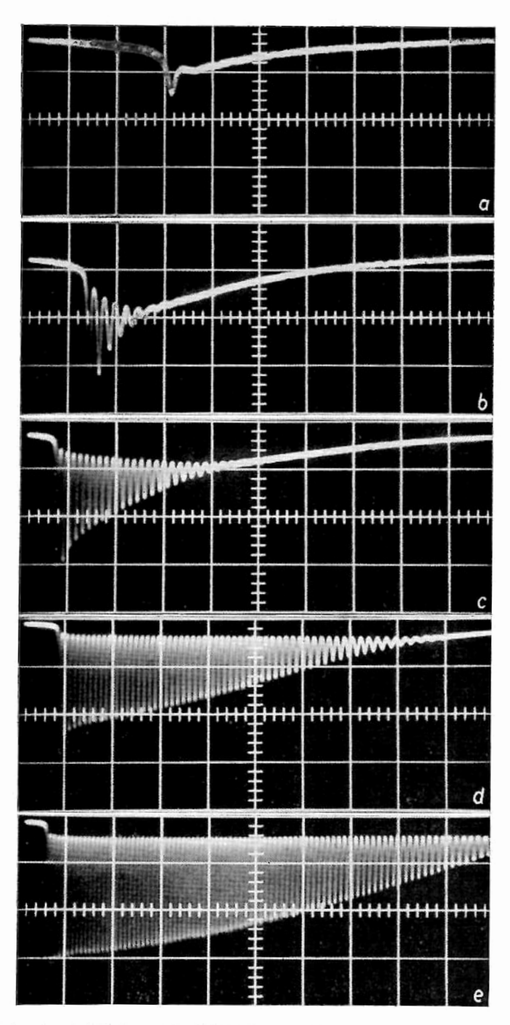


Bild 12—12 Einschwingverhalten eines Rubinrings mit größer werdender Dämpfungszeit bei wachsender Pumpleistung (nach D. RÖSS [2070]).

Pumpenergie	a) 182	b) 196	c) 225	d) 308	e) 400 Ws
Amplitude	x1	x1	x2,5	x5	x5

Hier ist der Pumpimpuls lang gegen die Einschwingzeit. Im Bild (12—5d) war dies nicht der Fall, so daß dort die Dämpfung innerhalb des Pumpimpulses variierte.

Ein Gegenbeispiel für hohe Modenselektion ist Bild (12—7); die Dämpfung nimmt dort mit der Pumprate zu.

Ringe, Kugeln, Quader etc. Ohne besondere Selektionsmechanismen kann man hier stets damit rechnen, daß $\frac{p}{p_0}$ im Bereich $0{,}3 - 10^{-2}$ liegt. Dementsprechend ist die Schwelle nur undeutlich definiert. Bild (12—11) zeigt die Emission eines Rubin-Rings nahe an der Schwelle mit wachsender Pumpenergie. Der Relaxationsimpuls wächst langsam aus dem Untergrund der spontanen Emission heraus. Seine Dauer ändert sich in einem kleinen Bereich der Pumpleistung von ∞ auf einige Mikrosekunden.

Auch bei hoher Pumpenergie sind diese Lasertypen noch im Gebiet einer mit wachsender Resonatorgüte oder Pumprate anwachsenden Dämpfungszeit, also unterhalb des Maximums von Bild (12—9). Bild (12—12) illustriert dies an den Relaxationsschwingungen eines Rubinrings.

Den Einfluß der Modenzahl zeigt Bild (12—13). Hier sind Emissionsaufnahmen von Ring-Resonatoren wachsender Modenselektion zusammengestellt. Resonatoren sehr geringer Selektion schwingen nahezu aperiodisch ein; mit wachsender Selektion wird die Dämpfungszeit bei praktisch unveränderter Resonatorgüte für die selektierten

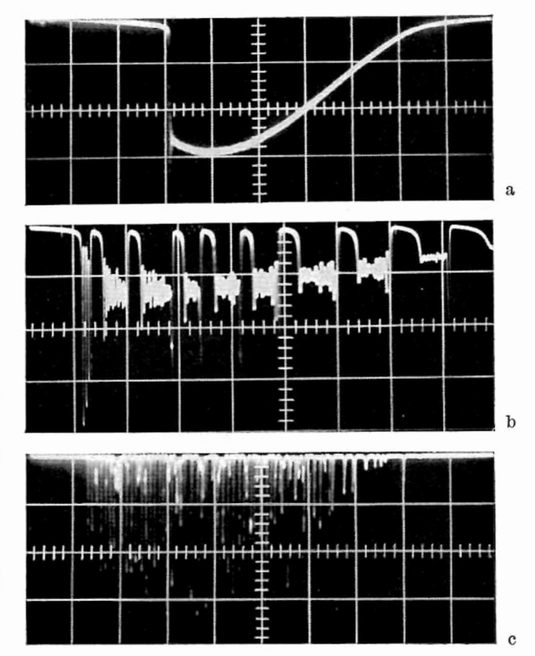


Bild 12—13 Emission von Ringlasern wachsender Modenselektion (Kerbe am Umfang)

a) ungestörter Ring 200 μs/Einheit, dreifache Schwellenergie; 20 °C,

b) schwach gestörter Ring; 50 μs/Einheit, dreifache Schwellenergie; 20 °C. Die periodischen Ausbrüche dürften auf eine thermische Instabilität zurückzuführen sein. Die Spitzenamplitude der dabei emittierten Impulse ist 20fach höher als die der kontinuierlichen Emission.

c) Stark gestörter Ring niedriger Dotierung (0,006 % Cr^{3+}); 20 °C; 100 μs/Einheit, zweifache Schwellenergie. Bei dieser Emission in Einzelimpulsen ist die Emission in scharfe Frequenzen konzentriert, während sie bei der kontinuierlichen Emission von a) ein breites Band überdeckt (nach D. RÖSS u. a. [2081]).

Bei allen drei Aufnahmen ist die Resonatorgüte praktisch identisch und durch die Streuung des Materials gegeben.

Moden immer länger, bis schließlich bei einem Ring mit einer hochselektiven Kerbe die Emission in periodischen, ungedämpften Impulsen stattfindet.

Zu den Festkörper-Lasertypen, bei denen die Dämpfung der Relaxationsschwingungen wesentlich durch die spontane Emission beeinflußt wird, sind Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln zu rechnen, soweit $a^2/l\lambda \gg 1$ ist und sie ohne zusätzliche transversale Selektion betrieben werden. Man beobachtet hier eine starke Abhängigkeit der Dämpfung von l/r als Folge der unterschiedlichen transversalen Modenselektion. Charakteristisch ist dabei, daß eine stärkere Dämpfung in manchen Fällen mit einer Erhöhung der Schwellenergie, also mit geringerer Resonatorgüte für eine erhöhte Zahl von Moden, verknüpft ist. Dies zeigt die Aufnahmereihe von Bild (12–14) (nach [1963]). Als Maß für die Schwelle ist der frühere oder spätere Einsatz der Laseremission zu nehmen.

Die Proportionalität der Relaxationsperiode zu $\frac{1}{\sqrt{W}}$ bei höherer Pumprate ist durch zahlreiche Beobachtungen experimentell gesichert [969]. Auch die Proportionalität zu $\frac{1}{\sqrt{B}}$ und die damit verknüpfte Temperaturabhängigkeit der Periode bei Rubin ($\Delta\nu(T)$) wurde experimentell bestätigt [969]. Die Auswertung der Beobachtungen der Periodendauer ist wegen des geringen Einflusses der spontanen Emission in genügendem Abstand von der Schwelle unproblematisch. Dagegen führt die Auswertung der Dämpfungszeit unter Vernachlässigung der spontanen Emission scheinbar zu zu hohen Werten für die Resonatorgüte.

Wir betrachten den Einfluß der Materialparameter auf das Einschwingverhalten. Der Einfachheit halber vernachlässigen wir die spontane Emission und erhalten damit aus Gl. (12–33) und Gl. (12–35):

$$\vartheta_0 = 2\tau \frac{n_0/\tau}{W}$$

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\tau t_c \frac{n_0/\tau}{W}} \qquad (12\text{–}38)$$

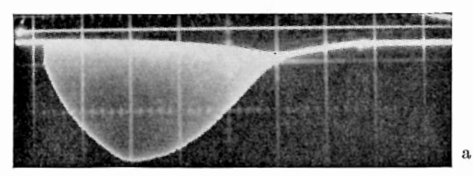
$$\frac{\vartheta_0}{T_0} = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\tau}{t_c} \frac{n_0/\tau}{W}}$$

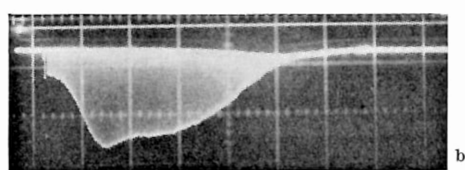
Da die Pumprate sich in der Regel für die meisten Materialien in der gleichen Größenordnung der Schwellpumprate bewegt, verhalten sich

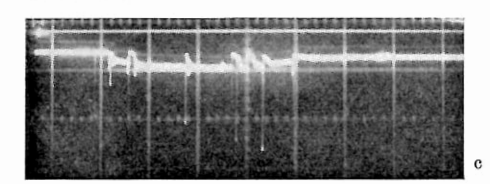
die Dämpfungszeiten wie die spontanen Lebensdauern. Gemessen in Einheiten der Relaxationsperiode, wird die Dämpfungszeit proportional zu $\sqrt{\frac{\tau}{t_c}}$ kürzer.

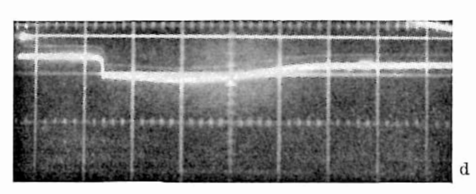
Bei Halbleiter-Lasern und Gas-Lasern mit $\frac{\tau}{t_c} < 1$ beobachtet man keine oder nur sehr stark gedämpfte Relaxationsschwingungen. Ausgeprägte Relaxationsschwingungen sind typisch für Festkörper-Laser, bei denen $\frac{\tau}{t_c} \gg 1$ ist. Am auffallendsten sind sie bei Rubin ($\tau = 3$ ms) und bei $CaF_2 : Dy^{2+}$ ($\tau = 16$ ms).

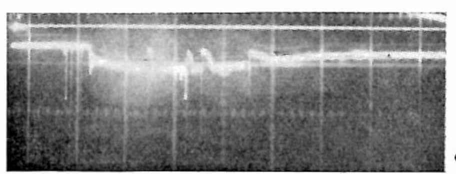
Unsere Rechnung beschreibt auch das Verhalten von nichtregenerativen Oszillatoren (Superstrahlern), soweit man für die

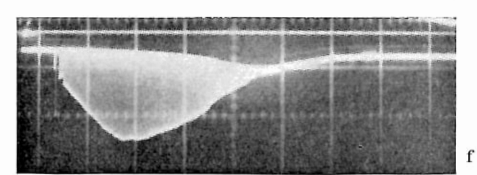

a


b


c


d


e


f

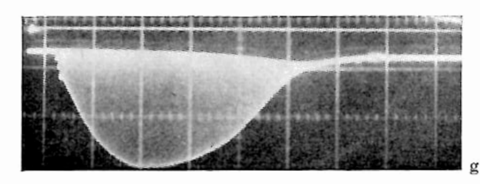

g

Bild 12—14 Emission eines Rubinlasers mit externen, gekrümmten Spiegeln für geringfügig unterschiedliche Spiegelabstände (nach R. V. POLE u. a. [1963]) nahe der konzentrischen Stellung. Resonatorlänge $L = 2\,r + z$ mit $r = 28{,}3$ mm. Der Rubin hatte bei diesem Experiment kugelige Endflächen. Für die einzelnen Aufnahmen beträgt die Abweichung z:

$z =$	a)	b)	c)	d)
	1,75	1,5	1,25	0

e)	f)	g)
—1,25	—1,5	—1,75 mm

Parameter wegen der ungleichmäßigen Verteilung von n und q im Material geeignet gebildete Mittelwerte einsetzt.

12.6. Numerische Lösungen der Bilanzgleichungen

Wir wollen einige vollständige Lösungen der Bilanzgleichungen betrachten und insbesondere untersuchen, wie weit sie sich im Bereich großer Abweichungen von den Gleichgewichtswerten von den Ergebnissen der linearen Näherung unterscheiden.

Wir wählen Zahlenbeispiele, wie sie für einen extrem stark gepumpten Rubin-Laser hoher Resonatorgüte ($n_{00} \ll N_0$) zutreffen. Die Werte können auf andere Beispiele durch eine Zeittransformation umgerechnet werden, wobei niedrigen Werten von WB ein höherer Wert von t_c zuzuordnen ist [2070].

$$\begin{aligned} B &= 1{,}49 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{s}^{-1} \\ W &= 6{,}7 \cdot 10^{22}\,\mathrm{s}^{-1} \\ t_c &= 7{,}9 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{s}. \end{aligned}$$

Für $p = 0$ liefert die lineare Näherung

$$\begin{aligned} n_{00} &= 8{,}9 \cdot 10^{16} \\ T_0 &= 0{,}67\,\mu\mathrm{s} \\ q_{00} &= 2{,}65 \cdot 10^{14} \\ \vartheta_0 &= 2{,}6\,\mu\mathrm{s}. \end{aligned}$$

Bild (12—15) zeigt den auf einer Datenverarbeitungsanlage 2002 numerisch errechneten Verlauf des vollständigen Einschwingvorgangs mit $p = 1$ (Ein-Moden-Laser). Als Anfangsbedingung wurde gesetzt:

$$\text{für } t = 0 \qquad \begin{aligned} n &= n_{00} \\ q &= 1 \\ p &\approx 0\,. \end{aligned}$$

Die Inversion steigt zunächst gemäß $\dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = W$ ($q \approx 0$) linear an und kippt um, sobald der erste Relaxationsimpuls Werte der Quantenzahl erreicht, für die $Bnq \approx W$ wird. Die Inversion pendelt dann sägezahnförmig um den Gleichgewichtswert n_{00}. Mit wachsender Zeit werden die Ausschläge kleiner und die Kurve wird gedämpft sinusförmig.

In der Kurve für die Quantenzahl entstehen zunächst fünf Einzelimpulse, zwischen denen die Quantenzahl $q_{\min}$ auf vergleichsweise

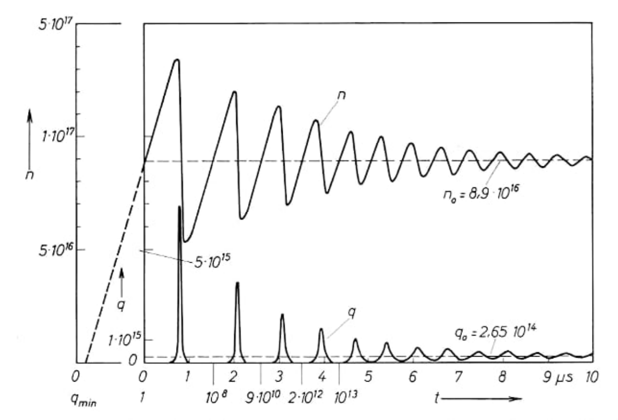


Bild 12—15 Lösung der Bilanzgleichung für einen Laser hoher Modenselektion ($p = 1$). q_{min} ist die minimale Quantenzahl zwischen den Relaxationsimpulsen (nach D. RÖSS [2070]).

nicht erkennbar niedrige Werte sinkt. Dann wird auch der Verlauf der Quantenzahl gedämpft sinusförmig.

Wie bereits bei der Diskussion der Bilanzgleichungen erwähnt, haben die Relaxationsimpulse ihr Maximum, wenn die fallende Inversion den Wert n_{00} erreicht.

In Bild (12—16a) ist nach Bild (12—15) die maximale Abweichung der Quantenzahl vom Gleichgewichtswert aufgetragen. Die Maxima fallen bemerkenswerterweise von Anfang an mit ϑ_0 ab, die Minima

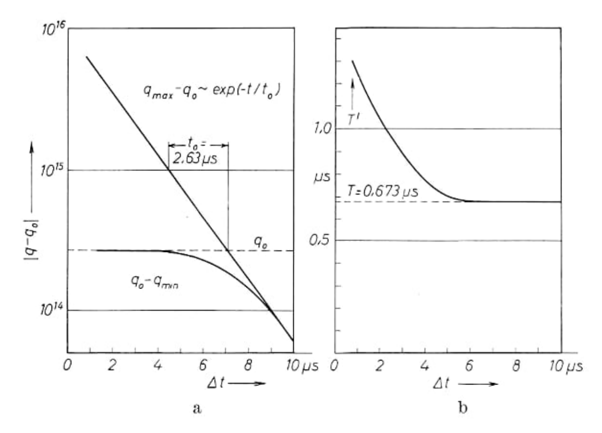


Bild 12—16 Relaxationsparameter für große Ausschläge aus der Ruhelage (nach 12—15, $p=1$) (nach D. RÖSS [2070]) (t_0 lies ϑ_0, T lies T_0)

a) Extrema der Quantenzahl
b) Relaxationsperiode

erst am Ende der Einschwingzeit, wenn $\varepsilon \ll q_0$ ist. Es ist also möglich, auch bei großen Ausschlägen aus der Ruhelage ϑ aus dem Verlauf des Impulsmaxima zu entnehmen.

Die Relaxationszeit ist während der Emission der Einzelimpulse nach Bild (12—16b) erheblich größer als T_0 und erreicht am Beginn der Emission den Wert $2\,T_0$.

Da man bei Rubin-Lasern die angegebenen Parameter WB und t_c in der Praxis wohl kaum erreicht, kann man aus der numerischen Rechnung entnehmen, daß ein Rubin-Laser hoher Modenselektion bei erreichbaren Pumpleistungen seine Emission stets mit einigen Einzelimpulsen einleitet (Bild 12—7b). Ein Beginn mit sofortiger teilweise kontinuierlicher Emission (Ring-Laser) ist wohl ein sicheres Zeichen für Multimodefunktion.

In Bild (12—17) ist eine vollständige numerische Lösung der Bilanzgleichungen für einen Multimode-Laser aufgezeichnet. Die Parameter sind die gleichen wie im vorhergehenden Beispiel, nur wurde $\frac{p}{p_0}\,\frac{1}{W}\,\frac{N_0}{\tau} = 10^{-2}$ gesetzt. Die Relaxationsschwingung ist jetzt stark gedämpft mit $\vartheta = 0{,}2\,\vartheta_0$. Die Quantenzahl beginnt bereits von $n = 0$ aus anzuwachsen; der Anstieg bleibt sanft, weil die verstärkte spontane Emission den Anstieg der Inversion abbremst. Der Gleichgewichtswert der Inversion liegt deutlich unter dem Wert n_{00}.

In Bild (12—18) ist schließlich eine Serie von numerisch gewonnenen Lösungen zusammengestellt, bei denen die Modenselektion unter sonst gleichen Bedingungen von $p = 1$ auf $p \approx 0{,}3\,p_0$ verschlechtert wird. Es sind alle Lösungen von gedämpften Einzelimpulsen bis zum aperiodischen Einschwingvorgang vertreten.

Bild (12—19a) zeigt den zeitlich gedehnten Einschwingvorgang eines Multimode-Ring-Lasers, der durch geeignete Wahl der Pumprate

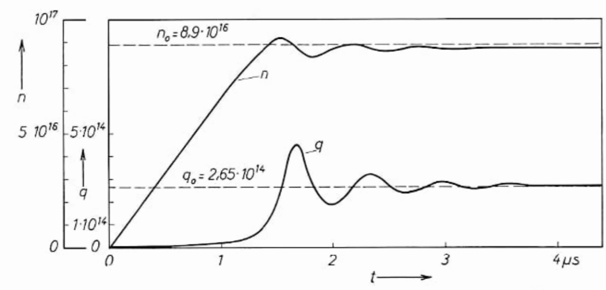


Bild 12—17 Lösung der Bilanzgleichung für einen Laser geringer Modenselektion (nach D. RÖSS [2070]), alle sonstigen Parameter wie in Bild (12—15) (n_0 lies n_{00}, q_0 lies q_{00}).

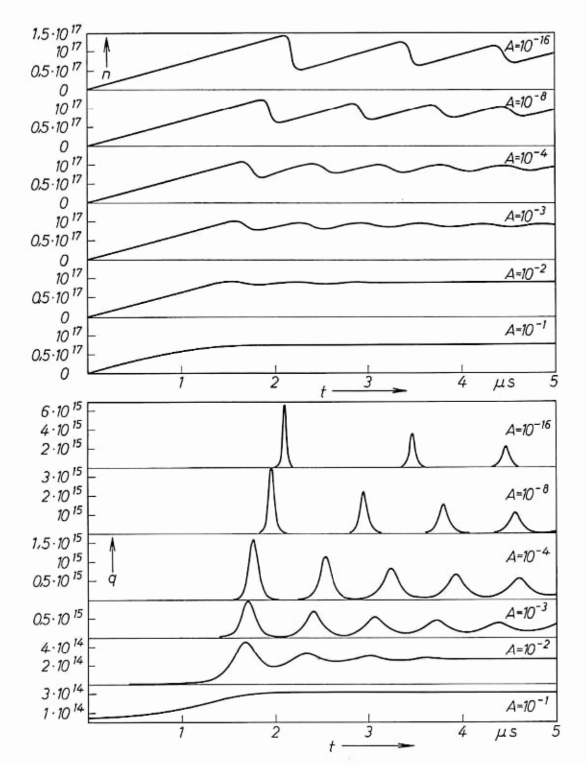


Bild 12—18 Lösungen der Bilanzgleichungen für unterschiedliche Modenselektion

$$A = \frac{p}{p_0} \frac{N_0/\tau}{W}$$

(nach D. RÖSS [2070]).

weitgehend dem rechnerischen Verlauf von Bild (12—17) angepaßt ist. Auffallend ist auch hier im Experiment der sanfte Anstieg der stimulierten Emission. Der Verlauf ist ebenfalls typisch für geschlossene Spiegel-Resonatoren [491, 492].

Als Gegenbeispiel zeigt Bild (12—7b) den Einschwingvorgang eines Rubin-Lasers mit Etalonreflektor, der in einem einzigen axialen Mode emittiert. Die gedämpfte Schwingung beginnt erwartungsgemäß mit einigen Einzelimpulsen, die im Gegensatz zum Multimode-Laser scharf definiert einsetzen [2072].

Als weiteres Beispiel für einen Multimode-Laser zeigt Bild (12—19b) die Emission transversaler Moden hoher Ordnung in einem konfokalen Rubin-Laser mäßiger Güte. Die Emission ist kontinuierlich ohne

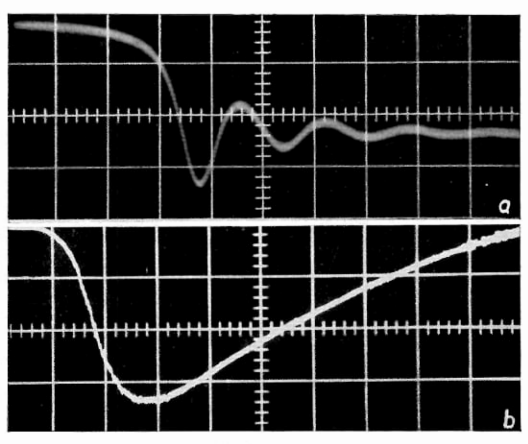


Bild 12—19

a) Emission eines Ringlasers, deren Verlauf mit einer numerischen Lösung nach Bild (12—17) übereinstimmt (nach D. RÖSS [2070]); 2 μs/Einheit

b) Kontinuierliche Emission der transversalen Moden hoher Ordnung eines konfokalen Rubinlasers mit Goldspiegeln. 100 μs/Einheit, um 300 μs gegen den Beginn des Pumpimpulses verzögert; 20 °C

Relaxationsschwingungen merklicher Amplitude. Dieser Laser emittiert zu Beginn und Ende des Pumpimpulses in der Stabachse mit hoher Selektion Moden niedriger Ordnung, die durch heftige Relaxationsschwingungen gekennzeichnet sind. Die transversalen Moden hoher Ordnung wurden so gemessen, daß mit einer Blende die Emission der Stabmitte abgedeckt wurde. Wir werden das Emissionsverhalten eines solchen Lasers weiter unten eingehender analysieren.

12.7. Laser mit äußeren Spiegeln

Wenn die Resonatorspiegel getrennt von dem aktiven Material aufgestellt werden, dann ist nur ein Teil des Resonatorvolumens von aktivem Material erfüllt. Wir können das Einschwingverhalten anschaulich beschreiben, wenn wir den Resonator jetzt nach Bild (12—20) zerlegen in einen das aktive Material umfassenden Verstärker und in einen passiven Laufzeitspeicher. Wie ein Vergleich zweier unterschiedlicher Speicher gleicher Laufzeit in Bild (12—20) zeigt, muß das Einschwingverhalten unter Außerachtlassung der möglicherweise unterschiedlichen modenselektiven Eigenschaften und Güten unabhängig von der Struktur des passiven Resonatorteils sein [2065].

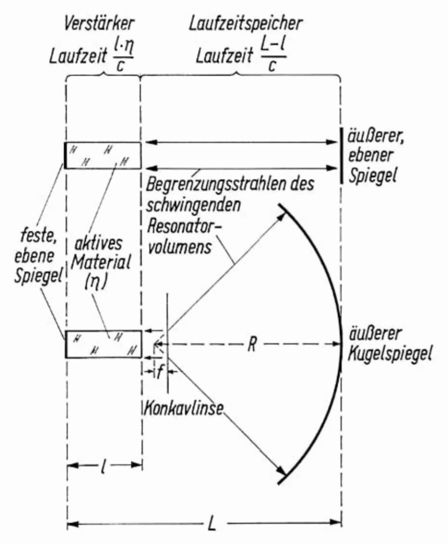


Bild 12—20 Zerlegung des Laseroszillators mit äußeren Spiegeln in einen Verstärker und in einen Laufzeitspeicher (nach D. RÖSS [2065])

Der wesentliche Unterschied für die Formulierung der Bilanzgleichungen zum einfachen Laser besteht darin, daß sich von allen im Resonator befindlichen Quanten q im Zeitintervall $\mathrm{d}t$ nur der Bruchteil $\zeta q \mathrm{d}t$ im aktiven Material befindet und stimulierte Emission erzeugen kann. ζ errechnet sich aus den Laufzeiten zu:

$$\zeta = \frac{l\mu}{L + l(\mu - 1)} . \tag{12—39}$$

Dabei ist μ der Brechungsindex zwischen Verstärker und Speicher. Außerdem ist die Resonatorverweilzeit t_c um den Faktor ζ^{-1} verlängert. Wenn wir t_c als Verweilzeit der Quanten im aktiven Material beibehalten, dann lauten die veränderten, vereinfachten Bilanzgleichungen:

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = W - Bnq\zeta \tag{12—40a}$$

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = Bnq\zeta - \frac{q\zeta}{t_c} . \tag{12—40b}$$

Die Lösungen sind:

$$n_{00} = \frac{1}{B t_c} \quad \text{unverändert} \tag{12—41a}$$

$$q_{00} = \frac{W t_c}{2} \frac{1}{\zeta} . \tag{12—41b}$$

Der Anteil der Quanten im aktiven Material ist $q_{00}\zeta = \frac{W t_c}{2}$. Die Quantendichte im aktiven Material ist also unverändert.

Weiter gilt:

$$\vartheta_0 = \frac{2}{B W t_c} \quad \text{unverändert} \tag{12–42}$$

$$T_0 = \frac{2\pi}{B W \zeta}. \tag{12–43}$$

Die auffallende Änderung des Einschwingverhaltens bei Verlängerung des Spiegelabstandes besteht darin, daß die Relaxationszeit umgekehrt proportional zur Wurzel aus dem Laufzeitverhältnis, also für $L \gg l$ zur Wurzel aus der Resonatorlänge wächst. Experimentell wurde dies für Rubin-Laser bei Resonatorlängen bis 15 m bestätigt [964].

In ϑ_0 und T_0 tritt stets das Produkt WB auf, das unabhängig von dem betrachteten Volumen ist. Bei Lasermaterialien mit ungleichmäßiger Inversion (Rubin) ist für W der Wert in dem über die Schwelle gepumpten Materialvolumen einzusetzen. Bei der Berechnung von B ist p_0 auf das gleiche Volumen zu beziehen. Das Einschwingverhalten eines Lasers ist, von Wechselwirkungen zwischen Moden abgesehen, also unabhängig von seinem Querschnitt.

12.8. Wechselwirkung zwischen Moden; unregelmäßige und ungedämpfte Relaxationsschwingungen

Die bisher betrachtete Theorie beschreibt das Einschwingverhalten von Lasern ausreichend gut, bei denen die Relaxationsschwingung regelmäßig und gedämpft ist.

Bei den praktisch wichtigen Festkörper-Lasern mit ebenem Fabry-Perot-Resonator beobachtet man aber, wie in Bild (12–6, 12–7), in der Regel eine sehr unregelmäßige Emission in Form einzelner Impulse oder Impulsketten. Den gleichen Verlauf erhält man bei Resonatoren mit gekrümmten Spiegeln, wenn durch eine Modenblende einige wenige Moden selektiert werden. Bei einer mittleren Zahl aktiver Moden beobachtet man darüber hinaus in gekrümmten Resonatoren, und vereinzelt auch in ebenen, völlig periodische regelmäßige Relaxationsimpulse (Bild 12–5e).

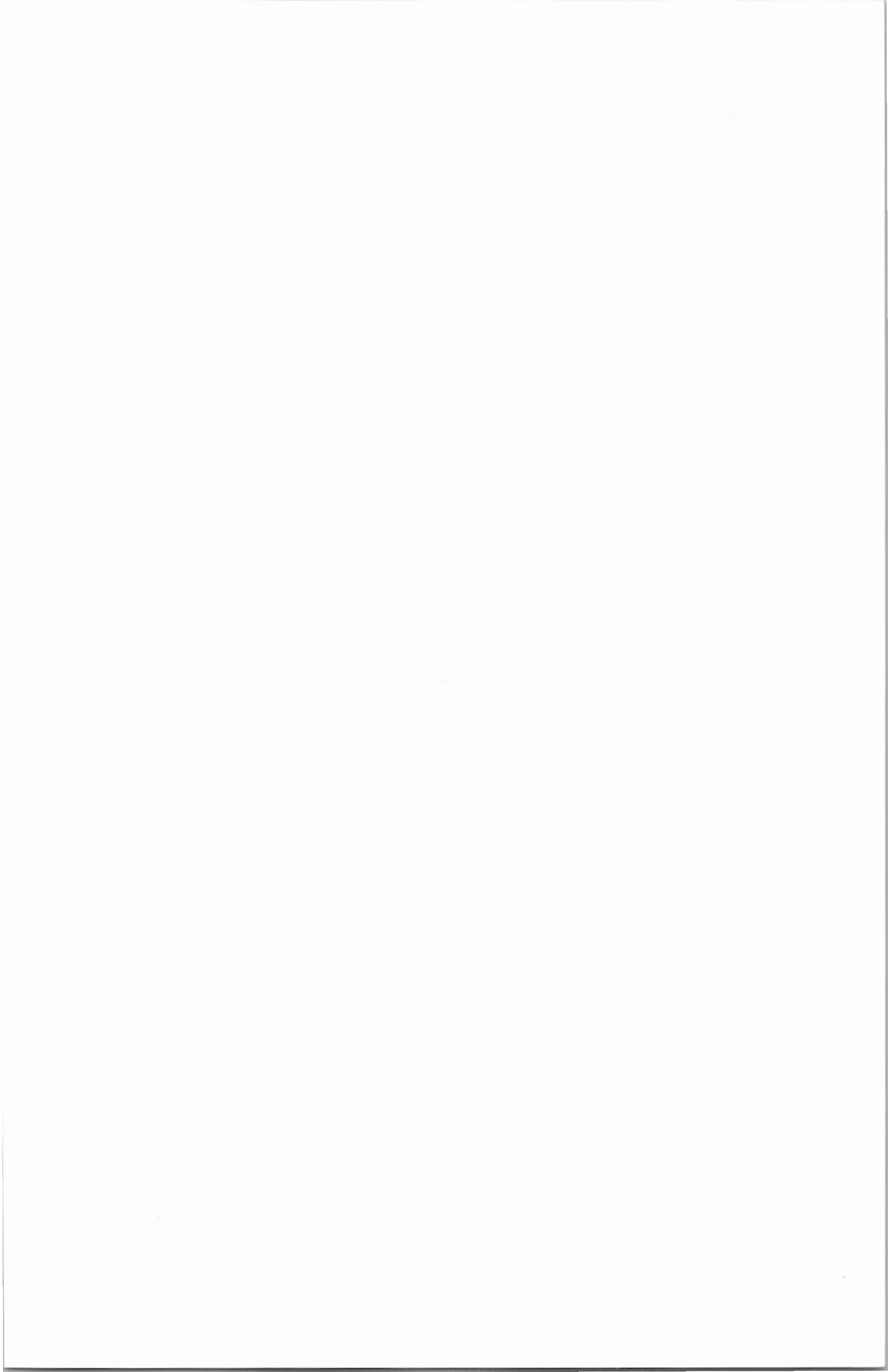




Bild 4—23 Spontane Emission einer Gallium-Arsenid-Diode bei 0,84 μm

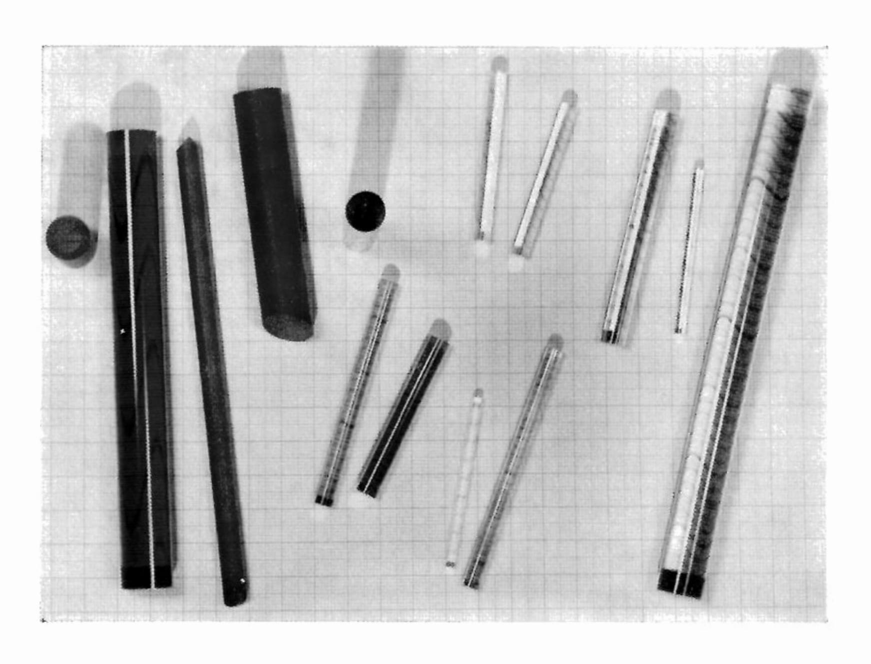


Bild 14—1 Festkörper-Laserstäbe. (Erklärungen im Text)

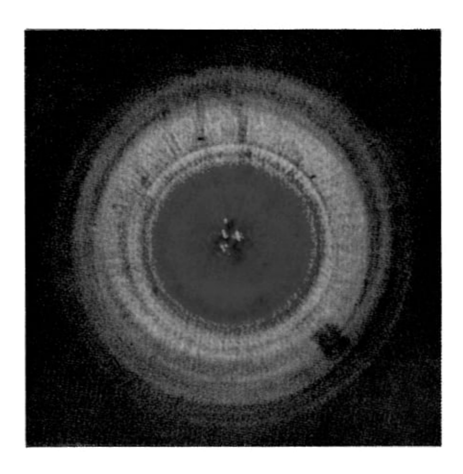
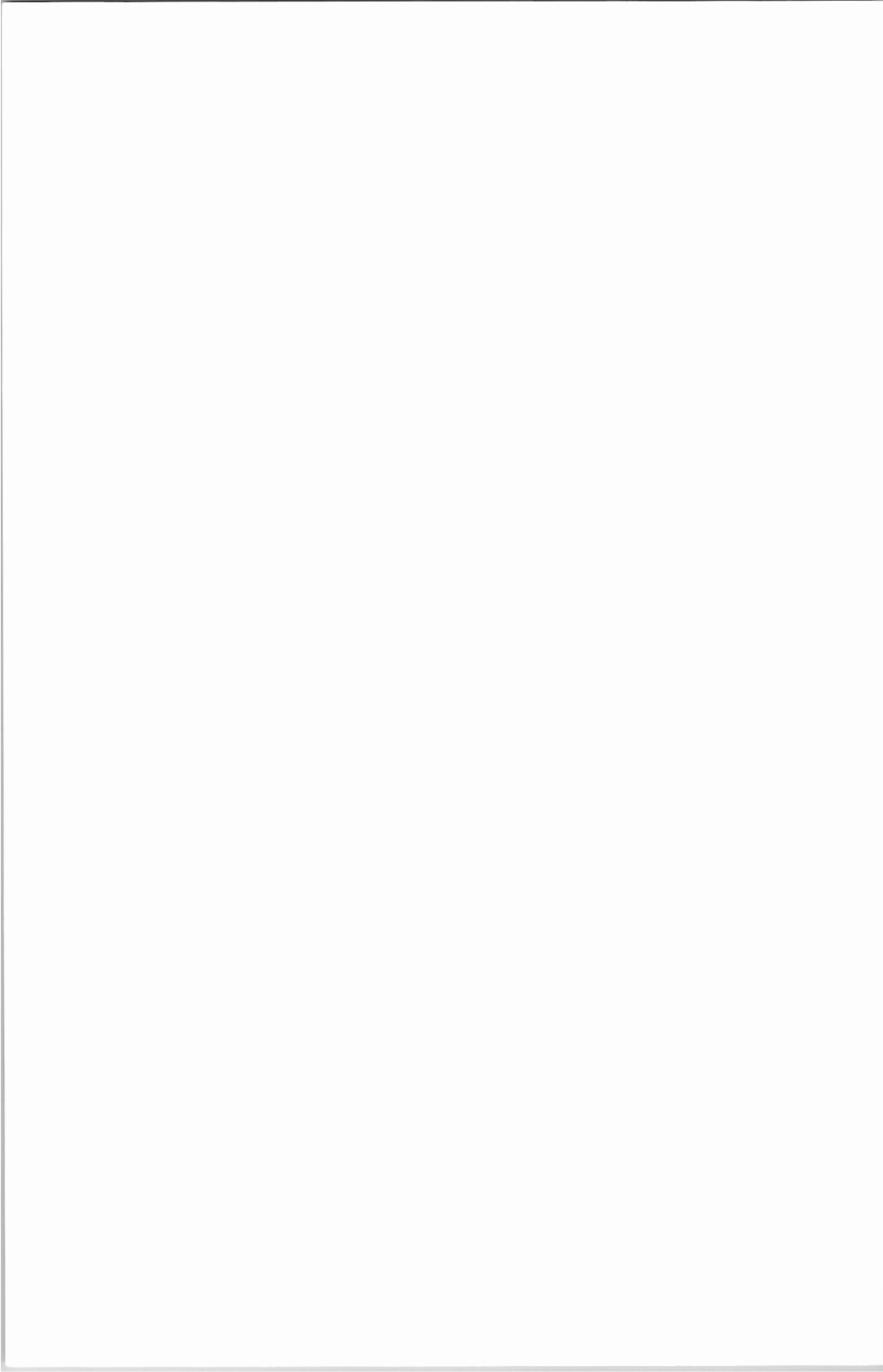


Bild 15—12b Raman-Laser. Ringe der Antistokeschen Emission

Bild 15—14 Erzeugung der zweiten Harmonischen eines Rubinlaserstrahls in einem ADP-Kristall unter Phasenanpassung. (Titelbild von ,,Scientific American“ *209* [Juli 1963] Nr. 1 nach einer Aufnahme von R. W. TERHUNE und Mitarbeitern)



a) Unregelmäßige Schwingungen durch Multimodefunktion

Der Grund für die Unregelmäßigkeiten liegt in der zeitlichen Aufeinanderfolge und in der Kopplung einiger weniger Modentypen, wobei jeder Modentyp einen erheblichen Anteil der Gesamtenergie beinhaltet. Das Ausfallen oder Neuauftreten eines Mode führt bei geringer aktiver Modenzahl zu einer erheblichen Störung aller anderen Moden. Die Ursache für die Multimodeanregung haben wir bereits beschrieben: In Festkörper-Lasern kommt insbesondere der konzentrierte Inversionsabbau in den Schwingungsbäuchen der bereits aktiven Moden in Frage, sowie bei Gläsern Löcherbrennen in die inhomogen verbreiterte Linie.

Der Einfluß auf das Schwingungsverhalten ist in beiden Fällen unterschiedlich. Wir betrachten zuerst homogen verbreiterte Materialien (Rubin oder andere Kristalle). Zunächst ist unterhalb der Schwelle die Inversion längs des Resonators gleichmäßig. Es schwingt der Mode mit der niedrigsten Schwellverstärkung an:

$$R\,(1-A-A_{mn})\,V_0 g\,(\nu_{mnq}) \approx 1\,. \tag{12—44}$$

Dabei ist R die Spiegelreflexion, A der für alle Moden gleiche Resonatorverlust, A_{mn} der Beugungsverlust des TEM_{mn}-Modentyps, $V_0 g\,(\nu)$ die frequenzabhängige Verstärkung ohne aktiven Mode. Unter idealen Verhältnissen wird der der Linienmitte am nächsten liegende Grundmode anschwingen. Der aktive Mode sättigt die Verstärkung in seinen Schwingungsmaxima auf den für seinen Modentyp mnq charakteristischen Wert. In den Gebieten seiner Schwingungsknoten kann die Inversion weiter anwachsen; die Inversion wird periodisch ungleichmäßig längs der Resonatorachse. Die Verstärkung hat eine räumliche Struktur V_{mnq}, die durch den bereits schwingenden Mode festgelegt wird. Nach einer gewissen Zeit erreicht ein anderer Modentyp, der einige Schwingungsbäuche dort hat, wo der erste Knoten besitzt, seine Schwelle und schwingt an:

$$R\,(1-A-A_{m'n'})\,V_{mnq}\, g\,(\nu_{m'n'q'}) \approx 1\,. \tag{12—45}$$

Da die Schwingungsbäuche des zweiten Mode auch Gebiete überstreichen, in denen der erste Mode Maxima besitzt, führt seine Anregung zu einem Energieentzug im ersten Mode. Der Mode überlagert sich also nicht einfach dem ersten, sondern stört ihn, und beide Moden schwingen gekoppelt weiter. Dabei bildet sich die Verstärkung $V_{mnq,\,m'n'q'}$

aus, bei der das Anwachsen der Inversion in den Knoten nach einer weiteren Zeit zur Anregung eines dritten Modentyps führt:

$$R\,(1-A-A_{m''n''q''})\,V_{mnq,\,m'n'q'}\,g\,(\nu_{m''n''q''})\approx 1\,. \qquad (12\text{—}46)$$

Es ist möglich und sogar häufig, daß die Schwellbedingungen einer ganzen Anzahl von Moden so nahe beieinander liegen, daß sie gemeinsam anschwingen, oder auch, daß bei Unregelmäßigkeiten des Resonators die Schwelle für eine Kombination von Moden niedriger ist als für einen Mode allein. Die obigen Überlegungen gelten daher jeweils für solche deutlich getrennte Modentypen.

Bild (12—21) zeigt als Beispiel für die Wechselwirkung verschiedener Modentypen Aufnahmen der Emission eines ebenen Rubin-Lasers sehr nahe der Schwelle. Es bildet sich zunächst eine Folge von regel-

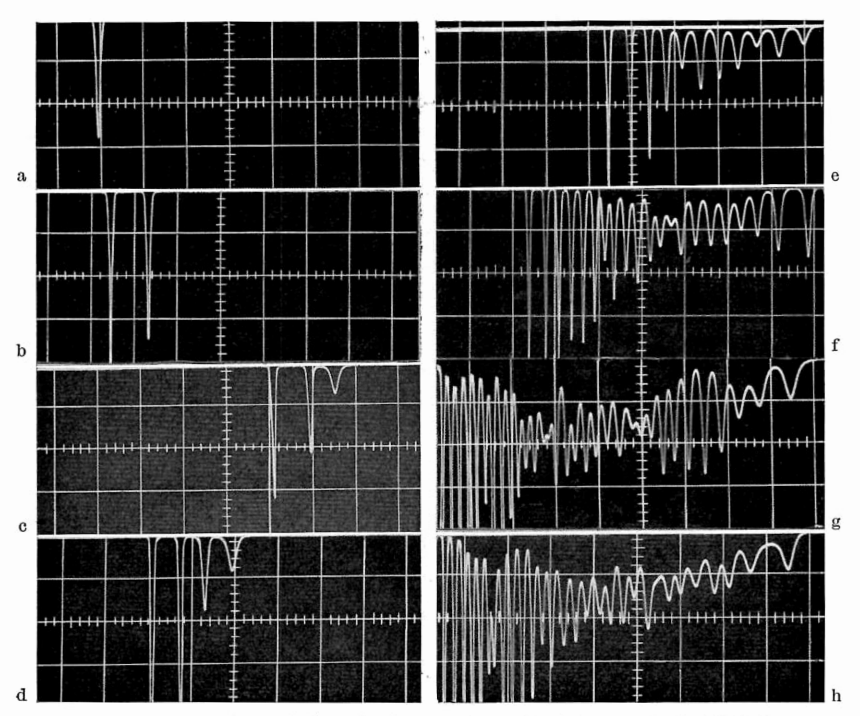


Bild 12—21 Emissionsverhalten eines kurzen ebenen Rubinlasers nahe der Schwelle (nach D. RÖSS [2069]).

Rubin 0,013% Cr^{3+}, 0°, 5 mm ∅, 40 mm lang, polierter Umfang, feste dielektrische Spiegel mit $\bar{R}$ = 0,97, 20 °C, rotationssymmetrischer Pumplichteinfall; 20 µs/Einheit; a)—h) maximal 1% über der Schwelle

mäßigen Relaxationsimpulsen aus, die infolge der extrem niedrigen Pumprate stark gedämpft ist. Bei Steigerung der Pumprate überlagert sich der bereits teilweise kontinuierlichen Emission eine zweite Schwingung; bei höherer Pumpenergie (max. 1% über der Schwelle) sind in regelmäßigen Abständen Phasensprünge in der Relaxationskurve zu erkennen. Es ist gezeigt worden, daß bereits in der ersten, regelmäßigen Relaxationsfolge und auch schon bei Emission nur eines Impulses mehrere Moden schwingen [253]. Dies sind dann also Moden gleicher Schwelle, deren Relaxation starr gekoppelt ist [2069].

Besser als bei Rubin läßt sich das sukzessive Einschwingen verschiedener Modentypen bei Vier-Niveau-Lasern beobachten. Bild (12—22) zeigt eine Aufnahmereihe mit $CaWO_4 : Nd^{3+}$ in einem ebenen Resonator. Bei hoher

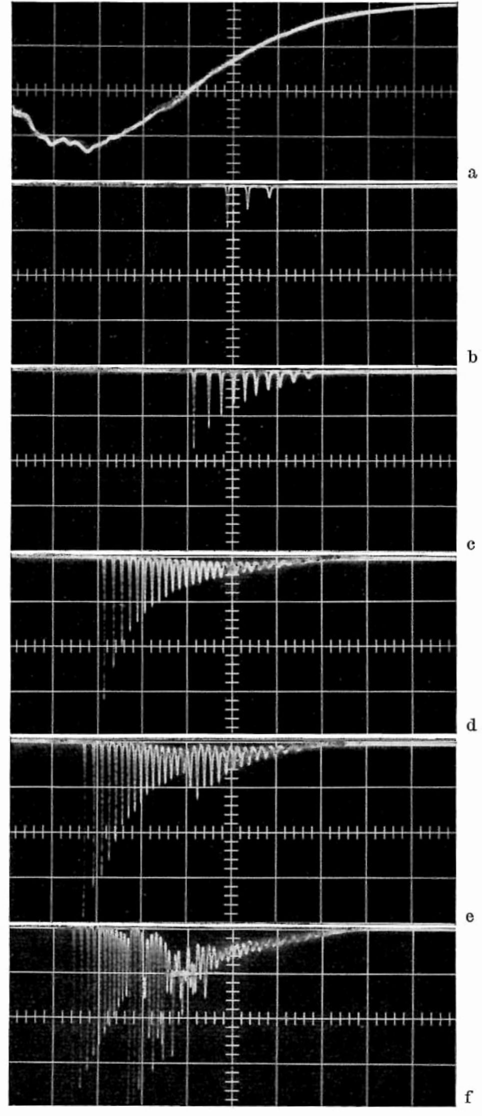


Bild 12—22 Emission eines ebenen $CaWO_4$:Nd^{3+} (1,5%)-Lasers; 20 °C; 50 μs/Einheit; Kristall 5 mm ∅, 70 mm lang mit Silberspiegeln von $\overline{R} = 0{,}95$; Umfang poliert
a) Pumplicht
b) 4,4 c) 4,6 d) 5,3 e) 5,75 f) 6,25 Ws Pumpenergie
Bei höherer Pumpenergie ist der kontinuierlichen Emission eine quasiperiodisch modulierte Relaxationsschwingung überlagert (s. Bild 12—6e).

Pumpleistung überlagern sich viele Moden; ihre Wechselwirkung führt zu einer ziemlich regelmäßigen Amplitudenmodulation der Relaxationsschwingung. Die Aufeinanderfolge verschiedener Moden führt weiter dazu, daß der Laser nicht in ein Gleichgewicht kommt, weil das Auftreten eines neuen Mode die vorherige Verteilung der Inversion wieder stört und Anlaß zu einem erneuten Anfachen der Relaxationsschwingung wird. Diese Störungen sind naturgemäß nur dann in der Gesamtemission merklich, wenn wenige Moden angeregt sind, also in Resonatoren hoher Modenselektion.

In Resonatoren geringer Selektion kann man durch Störungen Gruppen von Moden mit unterschiedlicher Güte schaffen, die nacheinander anschwingen. Bild (12—23) zeigt die Emission eines Rubinrings mit einer Unregelmäßigkeit der totalreflektierenden Zylinderfläche. Mehrere gedämpfte Relaxationsschwingungen folgen aufein-

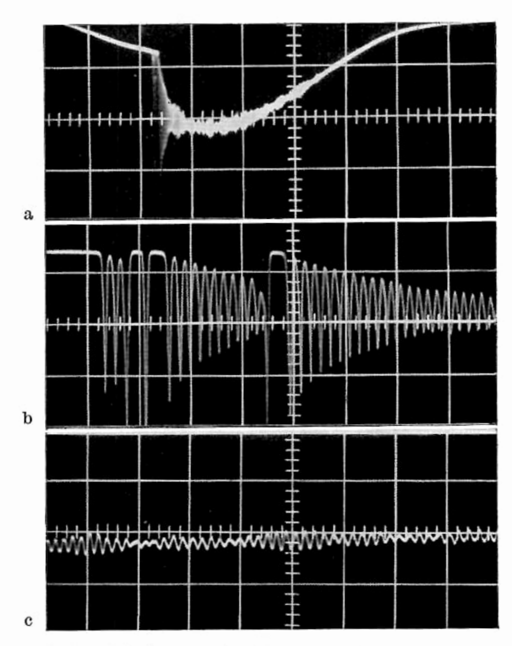


Bild 12—23 Emission eines Rubinrings mit fehlerhafter Oberfläche.

a) 100 μs/Einheit, dreifache Schwellenergie. Die Emission ist einem Untergrund an Pumplicht überlagert.

b) Beginn der Emission; 10 μs/Einheit

c) Emission im Maximum; 10 μs/Einheit

Wahrscheinlich werden hier verschiedene Modentypen nacheinander durch thermische Effekte bevorzugt.

ander. Dabei führt jede neue zu einem Einbruch der vorher erreichten kontinuierlichen Emission.

Das Nacheinander der Emission ist wenigstens für unterschiedliche axiale Moden durch Zeitauflösung von Fabry-Perot-Aufnahmen nach-

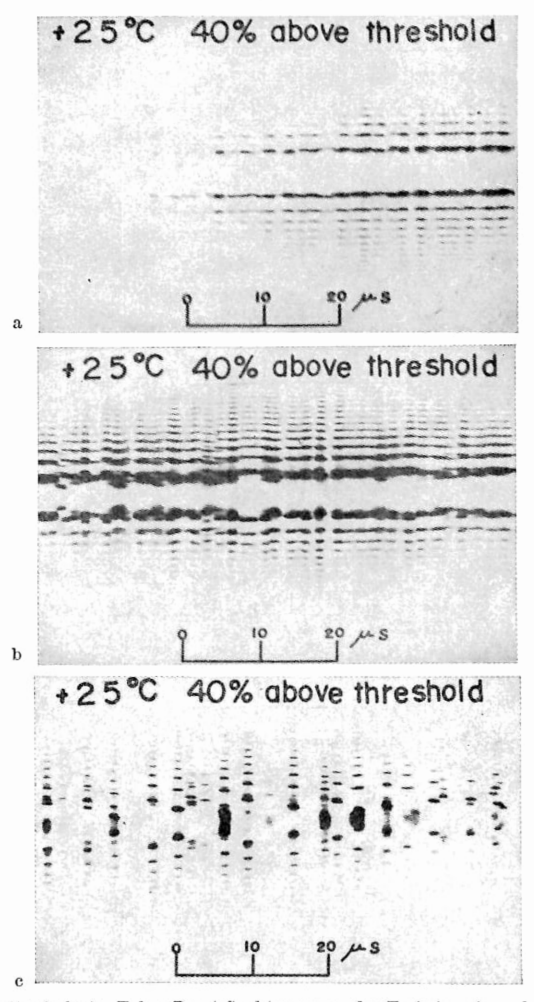


Bild 12—24 Zeitaufgelöstes Fabry-Perot-Spektrogramm der Emission eines ebenen Rubinlasers bei 20 °C. Rubin 0,05 %; 4 mm ∅, 50 mm lang mit dielektrischen Spiegeln von $\overline{R} = 0{,}98$ (nach M. SHIMAZU u. a. [2221]) Pumpenergie 40% über der Schwelle; a), b) und c) zeigen Ausschnitte aus dem Beginn, der Mitte und dem Ende der Emission. Die Zeitachse geht nach rechts. Jeder horizontale Streifen ist ein Fabry-Perot-Ring, die Punkte entsprechen der Belichtung durch die einzelnen Spikes.

gewiesen worden. Bild (12—24) zeigt eine solche Aufnahme, bei der jeder Punkt einem Relaxationsimpuls entspricht. Man sieht, daß der Rubin-Laser in wenigen Moden startet und endet, während dazwischen zahlreiche axiale Modentypen angeregt sind. Die verschiedenen Moden relaxieren teils gemeinsam, teils mit Phasenverschiebungen. Die transversalen Moden sind auf der Aufnahme nicht aufgelöst [2221].

In inhomogen verbreiterten Materialien (Neodymglas) kann in gleicher Weise bei hoher Modenselektion ein Nacheinander von Moden unterschiedlicher Schwelle beobachtet werden. Nur führt hier das Auftreten eines neuen Mode nicht notwendig zu einem Einbruch der Emission, wenn nämlich die Frequenz des neuen Mode außerhalb der Löcher der schon angeregten Moden liegt. Bild (12—7) zeigte das Spektrum eines Neodymglas-Lasers bei verschiedener Pumpanregung. Die wegen der Größe der Linienbreite sehr zahlreichen, relativ unabhängigen Moden führen bei der Überlagerung ihrer Relaxationsschwingungen zu einer überwiegend kontinuierlichen Emission. Dabei hat jedoch die Emission eines Mode jeweils eine ausgeprägte Relaxationsschwingung.

Man kann die Bilanzgleichungen so erweitern, daß sie die inhomogene Inversionsverteilung bei Existenz stehender Wellen berücksichtigen [2338, 2417, 2421]. Die Formulierung wird so unübersichtlich, daß wir hier auf die Weiterentwicklung der Theorie verzichten wollen. Numerische Lösungen zeigen, daß verschiedene Moden nacheinander anschwingen.

b) Gleichzeitige Schwingungen in einem offenen und in einem geschlossenen Resonator

Ein polierter Stab, der sich zwischen zwei Spiegeln eines offenen Resonators befindet, stellt für Wellen, die an seiner Umfangsfläche totalreflektiert werden, einen teilweise geschlossenen Resonator dar (Kap. 8). Neben den Moden des offenen Resonators können solche eines teilweise geschlossenen Resonators entstehen, die insbesondere wie in Ring-Lasern senkrecht zur Achse des Resonators umlaufen oder die im Zickzack zwischen den Spiegeln hin- und herlaufen. Da teilweise geschlossene Resonatoren prinzipiell keine hohe Modenselektion besitzen, ist das Relaxationsverhalten solcher Moden ganz verschieden von dem des offenen Resonators, wenn dieser durch hohe Modenselektion ausgezeichnet ist.

Welche Modentypen auftreten, hängt von der Homogenität des Materials und von der Gleichmäßigkeit seiner Ausleuchtung ab. In beidseitig verspiegelten, polierten Glasstäben aus LG 12 entstehen in der Regel Zickzack-Moden [2066], deren Emission überwiegend kontinuierlich, mit regelmäßigen überlagerten Schwingungen ist (Kap. 8).

In inhomogenen Materialien wie $CaWO_4:Nd^{3+}$ entstehen eher ringförmig umlaufende Moden. Da ihre Emission in Richtung der Stabachse sehr gering ist, muß man zu ihrer Beobachtung die Empfindlichkeit des Detektors genügend hoch wählen. Bild (12—25) zeigt Emissionsaufnahmen eines beidseitig ebenen $CaWO_4:Nd^{3+}$-Stabes von 7 cm Länge und 7 mm ∅, der einseitig verspiegelt, auf der anderen Endfläche offen ist. Als zweiter Resonatorspiegel wird ein dielektrischer, ebener Außenspiegel von 98% Reflexion verwendet. Mit beidseitiger Verspiegelung der Endflächen lag die Schwelle für Moden des Fabry-Perot-Resonators bei 4 Ws. Mit Außenspiegel gelang es zunächst nicht, den Stab mit Pumpenergien bis 60 Ws zu Fabry-Perot-Schwingungen anzuregen. Die genauere Untersuchung (Bild 12—25a) zeigt, daß bereits bei 8 Ws Ringwellen, ausgezeichnet durch stark gedämpfte, regelmäßige Relaxationsschwingungen, auftreten, welche die Inversion im ganzen Stab durch Streulicht abbauen, so daß die Schwellinversion für die Moden des offenen Resonators bei beliebig hoher Pumpenergie nicht mehr erreicht wird. Durch geeignete Spiegeljustierung können Kristallfehler kompensiert werden, und es treten bereits bei 15 Ws Ring- und Fabry-Perot-Wellen gleichzeitig auf (Bild 12—25b). Die Emission des offenen Resonators entsteht im Gegensatz zu den Ringmoden in einzelnen Relaxationsimpulsen hoher Amplitude ($q/p \gg 1$).

Nach Aufrauhen des Stabumfangs — es genügt bereits, mit Diamantpaste von 20 μm Korngröße einige Kratzer anzubringen — sind die Verluste für totalreflektierte Moden höher als für die des offenen Resonators, und der Stab kann ohne Störung mit Außenspiegel betrieben werden (Bild 12—25c).

Da die Amplitude von Ringmoden neben der der axialen Schwingung bei Beobachtung in der Resonatorachse nahezu verschwindet, kann ihr Auftreten leicht übersehen werden. Sie führen zu einem verschlechterten Wirkungsgrad des Lasers und zu einem veränderten Relaxationsverhalten, da sie ein starkes Anwachsen der Inversion verhindern (p/p_0 nicht klein gegen 1) und auch den Fabry-Perot-Moden den Charakter von Multimodeschwingungen geben können.

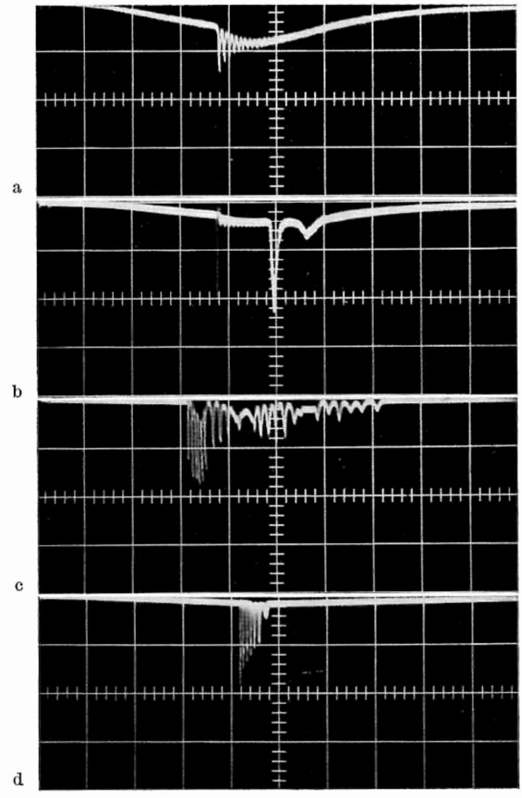


Bild 12—25 Koexistenz von totalreflektierten Moden und Fabry-Perot-Moden in einem fehlerhaften, ebenen $CaWO_4:Nd^{3+}$ (1,5%)-Laser.
Material 7,5 mm ∅, 70 mm lang mit poliertem Umfang. Eine Endfläche versilbert, die andere unvergütet. Ein ebener Außenspiegel mit $R = 0{,}97$; 20 °C; 20 μs/Einheit

a) bei Paralleljustierung des Außenspiegels zur unverspiegelten Endfläche treten Ringmoden auf, Pumpenergie 15 Ws.
b) bei geeigneter Spiegeljustierung sind Ringmoden und Fabry-Perot-Moden mit gleicher Schwelle koexistenzfähig; Pumpenergie 15 Ws.
c) nach Anrauhen der Umfangsfläche treten nur noch Fabry-Perot-Moden auf, deren Schwelle durch den Wegfall der Ringmoden deutlich erniedrigt wurde (früherer Einsatz). Die Amplitude ist hier 20fach höher als in Bild a) und b). Pumpenergie 15 Ws
d) Schwingungseinsatz des Stabes ohne Außenspiegel durch Reflexion an der offenen Endfläche. Pumpenergie 49 Ws

c) Unregelmäßige Schwingungen durch Resonatorinstabilitäten und thermische Effekte

Die bisher gezeigten Schwingungsbilder und ihre Erklärung setzen voraus, daß der Laser-Resonator und das Lasermaterial homogen und

zeitlich stabil sind. In Wirklichkeit ändert sich bei einem Festkörper-Laser der Resonator durch den thermischen Einfluß des Pumpvorgangs ebenso wie die Linie des Lasermaterials. Im gepulsten Betrieb sind die Änderungen zeitlich variabel.

Außerdem ist in vielen Fällen das Lasermaterial selbst inhomogen. So können die optischen Fehler von Festkörper-Lasern dazu führen, daß der Querschnitt des Materials in verschiedene, voneinander unabhängige Bereiche zerfällt. Dies ist besonders dann zu erwarten, wenn der Resonator an der Grenze eines stabilen Bereiches liegt (ebener und sphärischer Resonator). Weiter können sich in Kristallen mit sehr starken Wachstumsfehlern Lichtfasermoden entlang schmalen Bezirken bilden, die mit den Endflächen des Stabes zusammen einen Resonator hoher Güte bilden, während das Licht dazwischen durch Variationen des Brechungsindex auf einer gekrümmten Bahn läuft. Alles in allem kann dies dazu führen, daß der Laser in mehrere Resonatoren von teilweise sehr kleinem Querschnitt zerfällt (filaments), die unabhängig voneinander schwingen. Die resultierende Gesamtemission kann durch die Überlagerung der Schwingungen einen völlig chaotischen Eindruck machen. Greift man einen kleinen Oberflächenbezirk des Laserspiegels (Nahfeld) heraus, so findet man für seine Emission wieder einen regelmäßigeren Verlauf.

Während des Pumpvorganges wird in dem Lasermaterial Wärme frei, die bei Festkörper- und Halbleiter-Lasern über eine im allgemeinen im Querschnitt ungleichmäßige Temperaturerhöhung zu einer Änderung der Längenabmessungen und des Brechungsindex führt. Zusammen wirken die beiden Prozesse so, daß die optischen Abmessungen des Lasermaterials von seiner Temperatur und von der momentanen Pumprate abhängen. Der Resonator wird dadurch in der Länge und in seinem Charakter geändert. Die Deformation des Materials im Querschnitt führt bei einer zur Resonatorachse symmetrischen Wärmeentwicklung zu einer scheinbaren Krümmung der Resonatorspiegel. Bei unsymmetrischer Absorption verwerfen und neigen sich diese virtuellen Reflektoren zusätzlich. Im Impulsbetrieb sind die Vorgänge zeitlich variabel. Die thermische Verstimmung führt einmal dazu, daß Festkörper-Laser im Dauerstrich in einem anderen Resonator schwingen als man im kalten Zustand aufgebaut hat. Im Impulsbetrieb bekommen außerdem nacheinander Modentypen unterschiedlicher Resonatoren die höchste Güte. Zum Beispiel möge zunächst der Grundmode eines ebenen Resonators der Länge L anschwingen. Nach einiger Zeit verkippen sich die virtu-

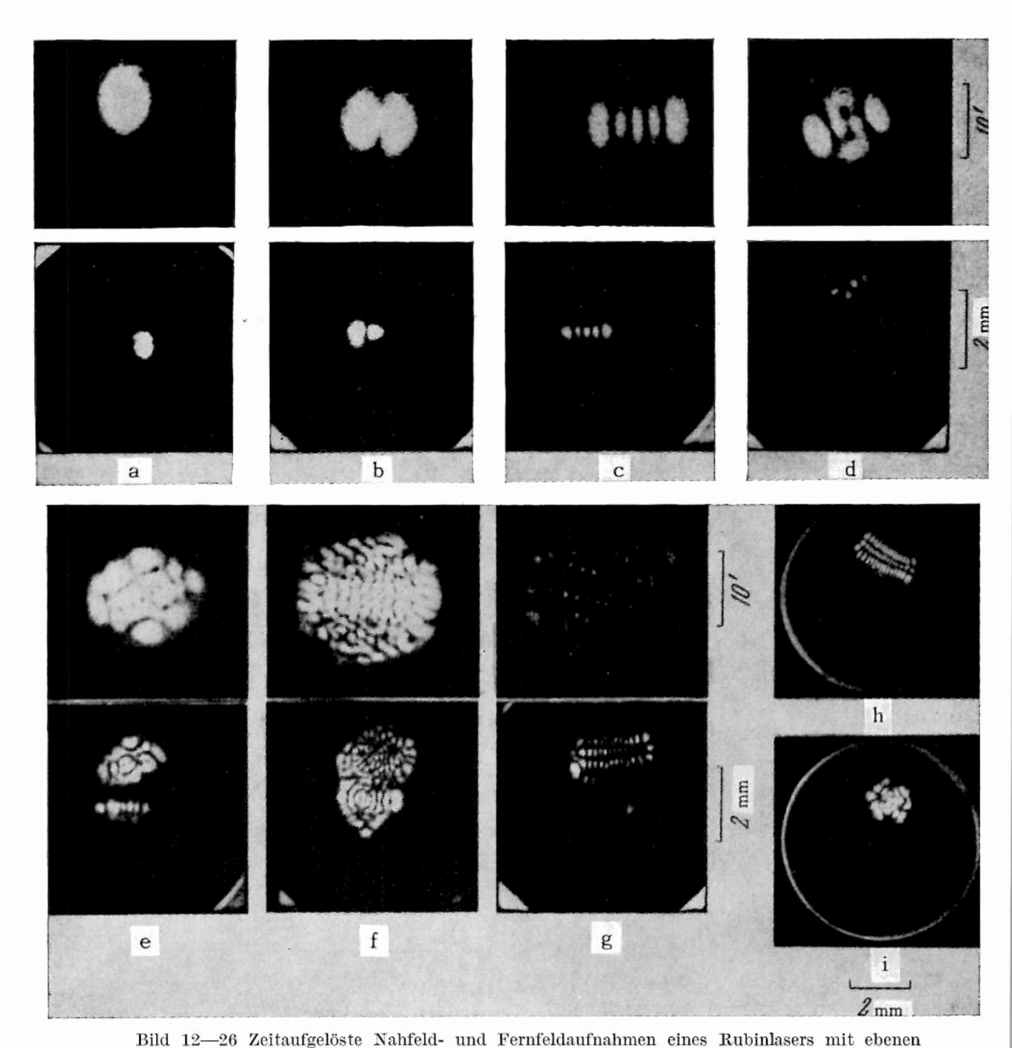


Bild 12—26 Zeitaufgelöste Nahfeld- und Fernfeldaufnahmen eines Rubinlasers mit ebenen Spiegeln (nach A. M. LEONTOVICH u. a. [1469]).
Die Aufnahmen wurden mit einer Trommelkamera gemacht. Jedes Bild zeigt die Emission eines Spike. Bei Beginn des Impulses (a) emittieren Moden niedriger Ordnung. Später werden die Moden immer komplizierter (b—i).

ellen Resonatorspiegel, so daß ein höherer transversaler Mode zum Mode der geringsten Verluste wird; er wird anschwingen (Bild 12—26). Gleichzeitig läuft dieser Resonatormode wegen der thermischen Längenänderung aus der Linienmitte heraus, so daß er die Schwelle unter-

schreitet, etc. Wie man sieht, kann das Verhalten eines Lasers durch die thermischen Effekte völlig unübersehbar werden. Numerische Rechnungen an einfachen Beispielen haben gezeigt, daß allein die Güteänderung bei thermischer Verstimmung genügt, um zu unregelmäßigen Relaxationsschwingungen bei einem einzigen aktiven Mode zu kommen.

Ein Weg, um zu relativ einfachen Verhältnissen zu kommen, besteht darin, dafür zu sorgen, daß die Erwärmung des Lasermaterials rotationssymmetrisch zur Resonatorachse ist. Auf diese Weise gelingt es, die Güte des Resonators und seine Grundform während eines Impulses konstant zu halten, so daß wenigstens die Umhüllende der Emission der Pumprate folgt. Bei unsymmetrischer Beleuchtung von Rubin-Lasern beobachtet man zum Teil, daß die Emission in getrennte Zeitabschnitte zerfällt, in denen der effektive Resonator gerade hohe Güte hat. Die Umhüllende der Emission folgt nicht der Pumprate und die Schwellpumprate ist keine Konstante, sondern von der bereits absorbierten Pumpenergie abhängig. Der Laser kann bei einer Erhöhung der Pumpenergie eher aussetzen als bei niedriger Pumpenergie [2071].

Bei fehlender Modenselektion ist der Einfluß thermischer Verstimmungen nicht bemerkbar, da stets Moden hoher Güte existieren. Die Energie verschiebt sich lediglich von Modentyp zu Modentyp.

Rotationssymmetrische Erwärmung des Lasermaterials läßt sich durch geeignete Formgebung des Pumpsystems erreichen (s. Kap. 14).

Eine weitere Instabilität der Emission gepulster Laser entsteht durch die thermische Linienverschiebung, die besonders bei Rubin- und Halbleiter-Lasern sehr ausgeprägt ist. In Bild (12–27) haben wir das Spektrum der axialen Moden eines idealen Resonators mit festen Resonanzfrequenzen unter der Rubinlinie aufgezeichnet. Der Mode q_0 fällt mit der Linienmitte beim Überschreiten der Schwelle zusammen, wird also als erster anschwingen. Während der Laseremission wandert die Linienmitte als Folge der Temperaturerhöhung bei Rubin mit $0{,}07\,\text{Å}\,/\,{}^\circ\text{C} = -4{,}3 \cdot 10^9\,\text{s}^{-1}/{}^\circ\text{C}$ für Zimmertemperatur zu längeren Wellenlängen, also niedrigeren Frequenzen. Die Temperaturerhöhung in Rubin beträgt in einem typischen Pumpimpuls einige Grad. Da der Modenabstand in einem 7 cm langen Laser nur 1,2 GHz, entsprechend $\Delta\lambda \approx 0{,}02$ Å beträgt, verschiebt sich die Linienmitte in einem Impuls über eine ganze Anzahl axialer Moden, die nacheinander die kleinste Schwelle haben. Sie müssen daher auch nacheinander oder teilweise gleichzeitig alle zur Emission kommen. Ihre Ablösung ist

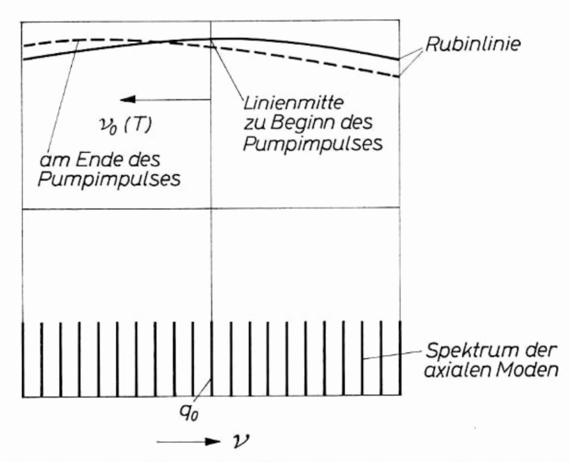


Bild 12—27 Thermische Verschiebung der Rubin-Linienmitte gegenüber den Moden eines fixierten Resonators. In Wirklichkeit ändern sich auch die Resonanzfrequenzen selbst wegen der thermischen Änderung von $(l\,\mu)$.

wieder mit einer zusätzlichen Störung der zeitlichen Emission verbunden. Die Abschätzung zeigt, daß im Impulsbetrieb ein einfacher Rubin-Laser mit einem einzigen Mode fester Frequenz jeweils nur kurze Zeit (etwa 100 μs) lang schwingungsfähig ist. Alle Rubin-Impuls-Laser, bei denen über längere Zeit eine stabile Emission beobachtet wird, müssen mit zeitlich variabler Frequenz emittieren, um eine gleichmäßige Gesamtemission trotz der thermischen Liniendrift zu erreichen. Wir werden das Zusammenwirken der Liniendrift mit der thermischen Resonatorverstimmung weiter unten genauer untersuchen (Kap. 12.11.).

Mit ausreichender zusätzlicher Selektion kann man erzwingen, daß zu einem gegebenen Zeitpunkt nur ein einziger axialer Modentyp fester Frequenz existenzfähig ist. Dies ist z. B. bei Verwendung eines modenselektiven Glas-Etalonreflektors nahe der Schwellpumprate möglich [2072]. Bild (12—7) zeigte den Emissionsverlauf eines solchen Rubin-Lasers mit wachsender Dauer des Pumpimpulses. Es schwingt zunächst ein Mode mit einer regelmäßigen, gedämpften Relaxationsschwingung an. Seine kontinuierlich gewordene Emission bricht nach 100 μs plötzlich ab. Bei ausreichend langer Dauer des Pumpimpulses kann erst nach weiteren 100 μs ein zweiter Mode anschwingen. Bis zu sehr hohen Pumpleistungen besteht die Emission aus isolierten Relaxationsschwingungen, von denen mit Fabry-Perot-Aufnahmen nachgewiesen wurde, daß sie jeweils zu einander folgenden axialen Moden des Resonators gehören [2817].

Ein Beispiel für das komplizierte Zusammenwirken der einzelnen Modenverschiebungen auf die Emission beschreiben wir weiter unten.

Die Eigenmoden offener Resonatoren sind bezüglich der Polarisation entartet. In anisotropen Lasermaterialien ist die Übergangswahrscheinlichkeit polarisationsabhängig. Im Beispiel des Rubins treten für Laserstäbe, deren c-Achse senkrecht zur Resonatorachse orientiert ist (90°-Rubin), nur Moden mit linearer Polarisation senkrecht zur c-Achse auf. Für 0°-Rubine, bei denen die Resonatorachse mit der Kristallachse zusammenfällt, besteht durch Kristallfehler stets eine geringe Bevorzugung einer Polarisation. Es entstehen daher hinter-

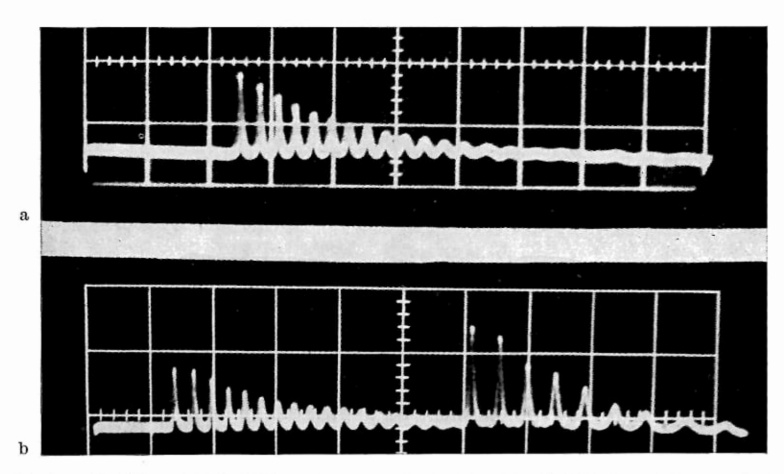


Bild 12—28 Getrennte Relaxationsschwingungen von Moden gleichen Typs, aber unterschiedlicher Polarisation (nach D. F. NELSON u. a. [1809]).

Rubin aus der Schmelze ausgefällt mit ca. 0,002% Cr^{3+}, Länge 5,4 mm, mit Silberspiegeln, 100 °K; 20 µs/Einheit

a) 0,5% über der Schwelle; ein axialer Mode

b) 1% über der Schwelle; der zweite Mode ist senkrecht zum ersten polarisiert; beide Moden haben gleiche axiale Ordnung.

einander Moden des gleichen Modentyps, aber mit unterschiedlicher Lage der Polarisationsebene. Ihre Relaxationsschwingungen können sich unabhängig überlagern und führen zu einer weiteren Verwirrung des Emissionsbildes [1809] (Bild 12—28). Bei Stäben mit einer Orientierung zwischen 0° und 90° tritt bevorzugt lineare Polarisation senkrecht zur c-Ebene auf, jedoch ist, in starker Abhängigkeit von der Kristallqualität, die mittlere Polarisation unvollständig. Jeder Mode ist für sich allein stets streng linear polarisiert.

e) Differenzfrequenzen in der Emission

Wenn man die Emission zeitlich auflöst, dann erkennt man in manchen Fällen eine den Relaxationsimpulsen überlagerte höherfrequente Modulation der Emission. Sie entsteht durch Schwebungen zwischen Moden unterschiedlicher Resonanzfrequenz, und die beobachtete Modulationsfrequenz ist direkt gleich der Differenzfrequenz dieser Moden.

Die Differenzfrequenzen zwischen verschiedenen transversalen Moden des gleichen axialen Typs liegen in ebenen Resonatoren im MHz-Bereich und sind daher bei der Beobachtung der Laseremission mit einem Photomultiplier auf einem Oszillographen direkt sichtbar. Wenn sehr viele Moden, zeitlich instabil, entstehen, dann sind keine wohldefinierten Überlagerungssignale ohne Analysator erkennbar. Bei Lasern guter transversaler Selektion oder phasenstarr schwingender Moden erhält man dagegen sehr deutliche Signale. Bild (12—29a, 12—29b) zeigt entsprechende Aufnahmen eines Lasers mit Etalonreflektor. Während nur ein axialer Modentyp angeregt ist, beweist die Beobachtung von Differenzfrequenzen („beats"), daß mehrere transversale Moden der gleichen axialen Ordnung schwingen. In diesem Fall konnte dies auch interferometrisch mit Fabry-Perot-Aufnahmen hoher Auflösung bestätigt werden.

Bild (12—29c) zeigt eine Aufnahme für einen rotationssymmetrisch bei $-40\,°C$ gepumpten, einfachen Rubin-Laser von 40 mm Länge mit festen, ebenen Spiegeln. Seine teilweise kontinuierliche Emission weist eine regelmäßige Relaxationsschwingung mit typischer, langsamer, periodischer Amplitudenmodulation auf, wie sie durch Wechselwirkung verschiedener axialer Moden entsteht. Darüber hinaus sind Mischsignale hoher Frequenz (1,2 MHz) überlagert. Aus ihrer stabilen Dauer von über 100 μs kann man schließen, daß die relative Stabilität der Moden in diesem Intervall besser als 10 KHz ist.

Auch in ausgesprochenen Multimode-Lasern kann man in einigen Fällen eine höherfrequente Modulation der Relaxationsschwingung beobachten, die wahrscheinlich Überlagerungsfrequenzen darstellt. Bild (12—29d) zeigt als Beispiel die Emission eines Ring-Lasers bei $-40\,°C$, Bild (12—29e) die eines konzentrischen Rubin-Lasers mit äußeren Spiegeln bei Zimmertemperatur. Bild (12—29f) zeigt schließlich eine sehr ausgeprägte Amplitudenmodulation der Emissionsimpulse eines Ring-Lasers hoher Modenselektion. Die Selektion wurde hier durch eine Kerbe im äußeren Zylinderumfang erzwungen. Bei

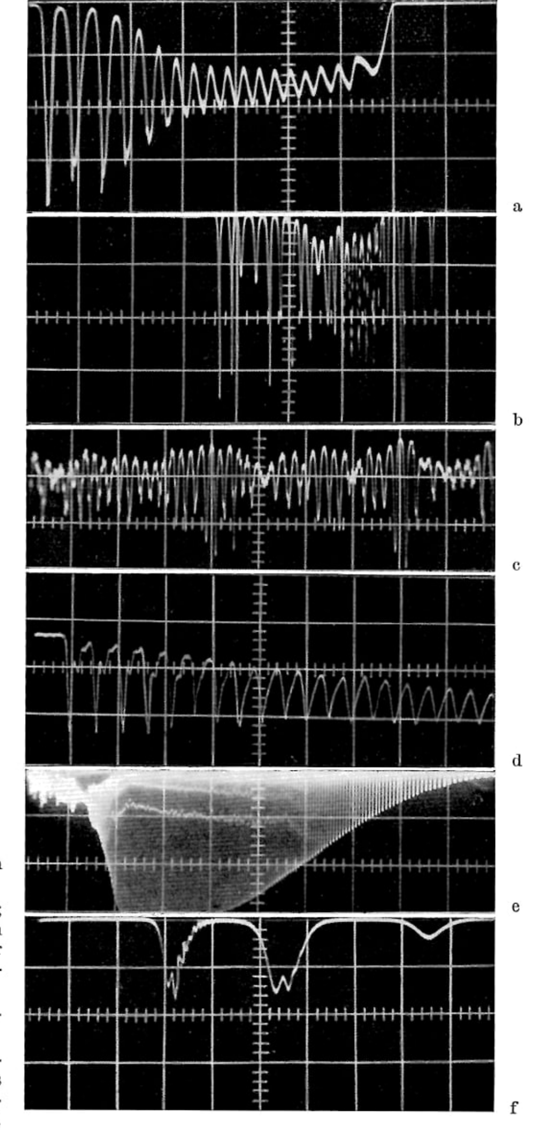


Bild 12—29 Niederfrequente Mischfrequenzen in der Emission von Rubinlasern

a) Laser mit Etalonreflektor; 10 μs/Einheit, 20 °C; in den ersten Impulsen ist eine sehr langsame Subharmonische erkennbar.

b) wie a) 20 μs/Einheit, mit höherfrequenten Schwebungen

c) Rubin mit festen, ebenen Spiegeln bei —40 °C; Emission 2 ms nach Beginn der Laserfunktion; 20 μs/Einheit (nach D. RÖSS [2074])

d) ungestörter Rubinring bei —40 °C; 3fache Schwellenergie; 2 μs/Einheit

e) Subharmonische in der Emission eines Rubins im äußeren, konzentrischen Resonator bei 20 °C; 200 μs/Einheit

f) Spikes eines Ringlasers hoher Selektion 20 °C; 1 μs/Einheit

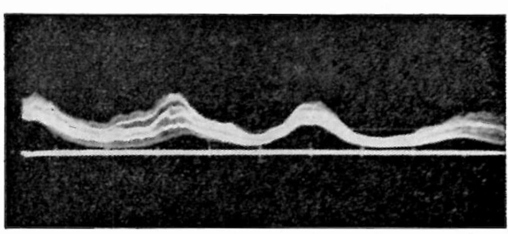


Bild 12—30 Schwebungen axialer Moden in einem 15 m langen Rubinlaser (nach K. GÜRS [964]).

sehr langen Lasern werden auch Differenzfrequenzen axialer Moden auf dem Oszillographen sichtbar (Bild 12—30).

Bei sehr stark gestörten Laser-Resonatoren wurde durch Kurzzeitaufnahmen gezeigt, daß auch hier in einzelnen Zeitabschnitten von 0,1 — 1 μs wohldefinierte Moden auftreten, die in einzelnen Punkten der Reflektoren kurzzeitig zu optisch beobachtbaren Schwebungen führen [480].

f) Periodische Einzelimpulse

Mit den bisherigen Betrachtungen lassen sich sowohl die seltener beobachteten regelmäßigen, gedämpften Relaxationsschwingungen wie die unregelmäßigen Schwingungen typischer Fabry-Perot-Laser verstehen.

Daneben beobachtet man jedoch auch in einer ganzen Reihe von Fällen eine Emission in Form völlig periodischer aber ungedämpfter Impulse („spikes“). Ihre Entstehung ist nach den einfachen Bilanzgleichungen und auch nach den die axiale Multimodefunktion berücksichtigenden Gleichungen nicht zu verstehen. Deren Lösungen sind stets gedämpft. Sie liefern keine Möglichkeit für regelmäßige Einzelimpulse.

Eine Erklärungsmöglichkeit ohne zusätzliche Effekte erhält man, wenn man in den Bilanzgleichungen eine im Querschnitt des Lasers ungleichmäßige Inversion und die Kopplung von Moden mit unterschiedlicher transversaler Feldverteilung berücksichtigt [740]. Aus der recht komplizierten Rechnung geht hervor, daß eine Kopplung mehrerer Moden unterschiedlicher transversaler Ordnung eher zu ungedämpften Impulsen führt als die Kopplung unterschiedlicher axialer Moden. Weiter zeigt es sich, daß bei ungleichmäßiger Inversion die Schwelle für gekoppelte Moden niedriger liegen kann als für den einzelnen Mode, so daß die Moden in diesem Fall zwangsläufig starr gekoppelt schwingen. Die angegebene Regel bestätigt recht gut die Beobachtung,

daß regelmäßige Impulse am besten in Resonatoren zu beobachten sind, die eine größere Zahl transversaler Moden vergleichbarer Güte haben. Die Quantenzahl pro Mode muß dabei relativ groß sein, damit keine zu starke Dämpfung durch den Einfluß der spontanen Emission eintritt. Vorteilhaft ist also ein Multimode-Resonator mit mäßiger transversaler Modenselektion wie ein nahezu konfokaler oder konzentrischer Resonator mit nicht zu großem $a^2/l\lambda$ oder ein ungestörter Fabry-Perot-Resonator mit großem $a^2/l\lambda$.

Bild (12—5d, 12—5e) zeigte als Beispiel für die erste Möglichkeit die regelmäßige pulsierende Emission von konzentrischen und konfokalen Rubin-Lasern verschiedener Ausführungsform sowie die ungedämpfte Emission eines Ring-Lasers, dessen Modenselektion durch Aufrauhen der Endflächen erhöht wurde. Da man in einem Rubin-Laser $a^2/l\lambda$ durch die Pumpleistung über den invertierten Querschnitt variieren kann, ist es möglich, in einem fast konfokalen Laser bei niedriger Pumpleistung, also bei relativ hoher Modenselektion, regelmäßige Impulse zu erzeugen, bei hoher Pumpleistung, also geringer Modenselektion, aber eine quasikontinuierliche Emission [967].

In ebenen Fabry-Perot-Lasern ist die Kopplung der Moden normalerweise gering wegen der hohen Modenselektion. Bei Vermeidung von Unsymmetrien beobachtet man aber auch hier bei hoher Pumprate, daß die Impulse ziemlich regelmäßig werden und daß alle Moden gekoppelt relaxieren. Bild (12—6a, 12—6b) zeigte die Emission eines 40 mm langen gepulsten Rubin-Lasers bei sechsfacher Schwellenergie. Im Gegensatz zu den vorher gezeigten Beispielen ist der Impulsabstand hier jedoch nicht ganz regelmäßig. Überlagerungsmessungen der Mischfrequenz axialer Moden mit einer Photodiode zeigen, daß in jedem Impuls mehrere axiale Moden gemeinsam schwingen. Die Impulse werden regelmäßiger mit wachsender Resonatorlänge, also höherer Modendichte.

Bei Dauerstrich-Lasern mit $CaW0_4:Nd^{3+}$, Rubin oder $CaF_2:Dy^{2+}$ beobachtet man ebenfalls mit ebenen Fabry-Perot-Resonatoren regelmäßige Impulsfolgen (Bild 12—31). Die Selektion eines einzigen Mode führt hier zu kontinuierlicher Emission.

In der Literatur wurden einige zusätzliche Effekte diskutiert, die zu periodischen Relaxationsimpulsen führen können. Davon ist die Möglichkeit wichtig, daß das Lasermaterial einen Absorptionsübergang für die eigene stimulierte Emission besitzt, der durch die Laserstrahlung sättigbar ist [2227]. Dies wäre vergleichbar mit einem Laser mit Absorptionsschalter, den wir weiter unten bespre-

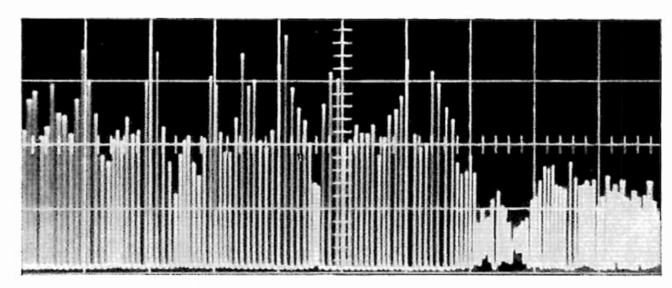


Bild 12—31 Periodische Emission eines kontinuierlich mit Gleichstrom gepumpten, ebenen $CaF_2:Dy^{2+}$-Lasers (77 °K) (nach D. Röß [2075]). Die langsame Modulation entsteht durch das Kochen der Kühlflüssigkeit.

chen werden (s. Kap. 13). Hier ist bemerkenswert, daß das grüne Absorptionsband des Rubin so breit ist, daß seine Ausläufer bei der R_2-Linie noch merklich sind [1809]. Gegen diesen Mechanismus spricht, daß regelmäßige Impulse bei vielen Lasermaterialien durch geeignete Wahl des Resonators erzeugt werden können.

Ein möglicher Mechanismus für die Entdämpfung der Relaxationsschwingungen liegt darin, daß der Brechungsindex und damit die Resonanzfrequenz inversionsabhängig ist [2069]. Sicher hat auch die kontinuierliche thermische Änderung der Resonanzfrequenzen im Impulsbetrieb eine entdämpfende Wirkung.

Regelmäßige Impulse treten teilweise in Faser-Lasern aus Neodymglas auf. Dabei ist beobachtet worden, daß für verschiedene Laser beim Übergang von quasikontinuierlicher Emission über ungedämpfte Impulse zu unregelmäßiger Emission das Spektrum sich von einem kontinuierlichen Band zu scharfen Emissionslinien ändert, also im Sinn einer wachsenden Modenselektion [2283].

Wenn in einem Laser mit regelmäßigen Relaxationsimpulsen eine zusätzliche Modenselektion eingeführt wird, dann geht die Regelmäßigkeit zunächst verloren. Mit wachsender Energie pro Mode und verringerter Kopplung der Moden kommen alle Instabilitäten wieder zum Vorschein. Die Emission wird wieder stabil, wenn ein einziger Modentyp selektiert wird; allerdings ist dieser Mode unter Umständen nur für kurze Zeit schwingungsfähig. Diese Einschränkungen brauchen nicht zu gelten, wenn die weiter oben besprochenen Maßnahmen zur Beseitigung der Ursachen für Multimodefunktion mit Erfolg angewendet werden können.

Die thermischen Verbiegungen von Festkörper-Resonatoren werden am einfachsten durch Verwendung eines gegen Resonatordefor-

mationen nahezu unempfindlichen hemikonzentrischen Resonators überwunden. Nach praktischen Erfahrungen ist es bei Rubin-Lasern in hemikonzentrischer Stellung mit einem externen Spiegel durch geeignete Spiegeljustierung stets möglich, periodische Relaxationsimpulse zu erzeugen.

12.9. Analyse des Einschwingverhaltens eines konfokalen Rubin-Lasers

Um das Zusammenwirken der verschiedenen Effekte an einem Beispiel zu demonstrieren, wollen wir eine experimentelle Analyse des Emissionsverhaltens bei einem konfokalen Rubin-Laser genauer diskutieren [2082].

Als Material wurde ein 0°-Rubin mittlerer Kristallgüte mit 40 mm Länge gewählt. Seine Endflächen sind konfokal geläppt und mit Goldspiegeln von $R = 85\,\%$ belegt. Der Umfang ist poliert. Er wird bei Zimmertemperatur in einem Ellipsoidspiegel so gepumpt, daß er genau rotationssymmetrisch beleuchtet wird und daß das Maximum der Inversion in der Stabmitte liegt.

a) Zeitlicher Emissionsverlauf im Nahfeld

Die durchlässige Endfläche wird nach Bild (12—32) vergrößert abgebildet und mit einem punktförmigen Photodetektor in einer Schnittgeraden durch die Resonatormitte abgetastet.

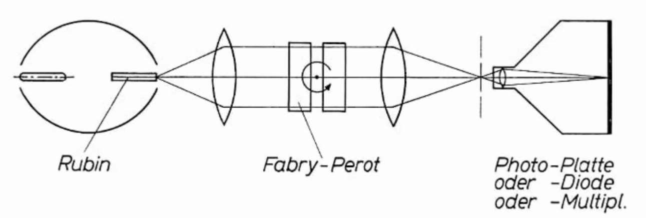
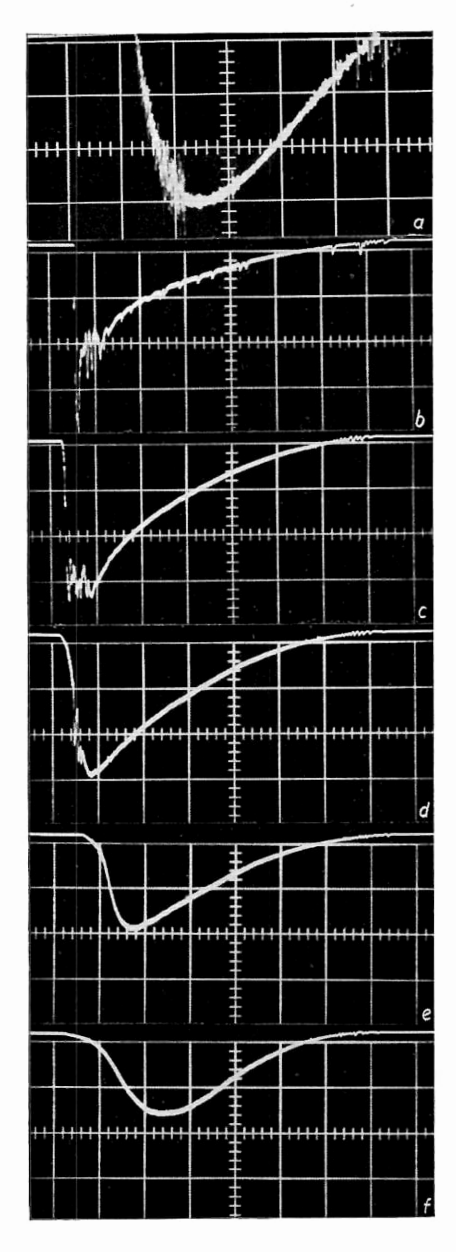


Bild 12—32 Versuchsaufbau (nach D. RÖSS u. a. [2082]).

Bild (12—33) zeigt in der ersten Aufnahme die Gesamtemission, wie man sie bei einer Aufstreuung des Laserlichts auf einem Schirm mißt; in den übrigen Aufnahmen wird die Emission des Nahfeldes mit wachsendem Abstand von der Resonatorachse dargestellt.

Die Gesamtemission zeigt am Anfang und Ende des Impulses Relaxationsschwingungen und ist dazwischen quasikontinuierlich, in



ihrem Abfall der Pumpleistung folgend; der allmähliche Anstieg kennzeichnet den zeitlich variablen aktiven Durchmesser.

An dem Verlauf der Emission im Nahfeld kann man beobachten, wie der invertierte Querschnitt erst wächst und sich dann wieder auf die Stabachse zusammenzieht; $a^2/l\lambda$ ist zeitlich verändert. In der Resonatorachse setzt die Emission steil ansteigend zuerst mit heftigen Relaxationsimpulsen ein; wie auch am Ende des Impulses schwingen wegen der kleinen Fleckgröße Moden niedriger Ordnung. Am Rand wird die Schwellinversion später erreicht; die Emission ist völlig kontinuierlich. Wegen des großen Fleckdurchmessers schwingen zwangsläufig zahlreiche Moden höchster transversaler Ordnung; die Energie pro Mode ist klein, die Schwingung aperiodisch gedämpft. In diesem Zustand ist es nicht möglich, die Emission des Lasers mit einer Linse auf einen kleinen Brennfleck zu fokussieren.

Bild 12—33 Zeitliche Emission im Nahfeld (nach D. RÖSS u. a. [2082])

a) Gesamtemission 150 µs/Einheit

b) c) d) e) f)
0 0,2 0,5 1 1,5 mm Abstand von der Resonatorachse; 100 µs/Einheit; 120 µs gegen a) verzögert.

Es ist überraschend, wie sich die zeitlich unterschiedliche Emission der einzelnen Resonatorbereiche zu dem einfachen Verlauf der Gesamtemission aufaddiert. Mit besseren Spiegeln und längeren Stäben wird die Gesamtemission völlig regelmäßig [967]. Wegen der Proportionalität zur emittierenden Fläche ist bei etwa gleicher Leistung pro Flächeneinheit nach Bild (12—33) die Leistung der Moden hoher transversaler Ordnung um Größenordnungen über der des Grundmode.

b) Fabry-Perot-Aufnahme des Spektrums

Mit einer Fabry-Perot-Aufnahme des Spektrums mittelt man über die Impulsdauer. Bild (12—34) zeigt einige Aufnahmen bei unter-

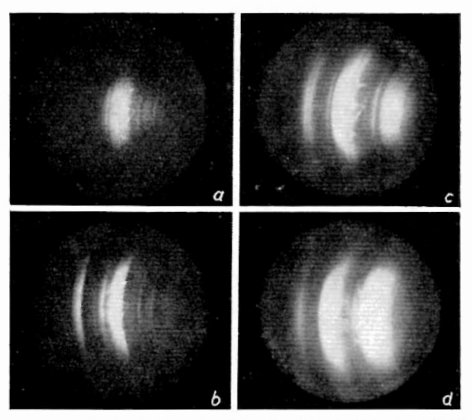


Bild 12—34 Fabry-Perot-Aufnahmen des Nahfeldes mit wachsender Pumpenergie (nach D. RÖSS u. a. [2082]); 10 mm Plattenabstand

a) 170 Ws; b) 200 Ws
c) 250 Ws d) 300 Ws

schiedlicher Pumpenergie. Dabei wird das Nahfeld des Lasers in der Bildebene abgebildet. Bei niedriger Pumpenergie (Bild 12—34a) schwingt etwa 1/4 des Stabdurchmessers. Die Emission zeigt relativ scharfe Ringe im Abstand $c/4l\mu$, entsprechend den entarteten Moden des konfokalen Resonators. Es emittiert eine größere Anzahl axialer Modentypen.

Bei höherer Pumpenergie ist über die Hälfte des Stabdurchmessers invertiert. Die Modenstruktur verschwindet, das Spektrum besteht aus einem diffusen breiten Band; im Gegensatz zu Fabry-Perot-Lasern

nimmt die gesamte spektrale Bandbreite mit der Pumpleistung kaum zu.

c) Zeitanalyse des Spektrums

Ein punktförmiger Photodetektor tastet im Nahfeld die Resonatorachse ab. Mit einem drehbaren Fabry-Perot-Interferometer wird eine Frequenzanalyse vor der Photodiode vorgenommen. Bild (12—35) zeigt eine Serie von Emissionsaufnahmen in der Resonatorachse bei unterschiedlicher Emissionsfrequenz.

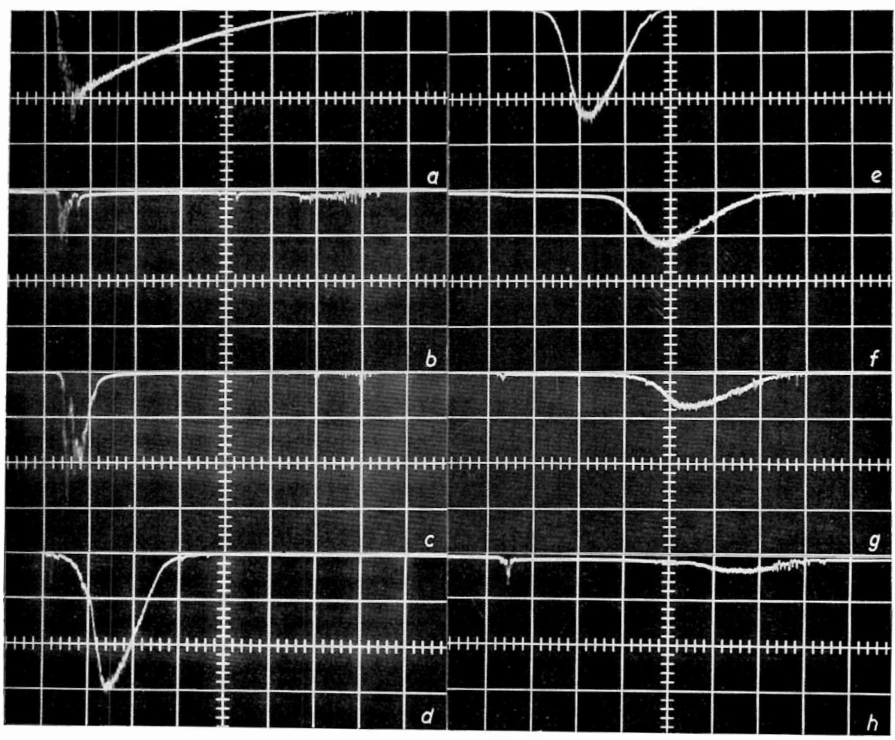


Bild 12—35 Frequenzanalyse der Emission in der Stabmitte; 100 μs/Einheit (nach D. RÖSS u. a. [2082]).

a) zeigt die Emission ohne Interferometer

b)—h) Durch Drehen des Interferometers werden verschiedene feste Frequenzen abgetastet. Von b)—h) wird eine Ordnung des Interferometers = 15 GHz überdeckt. Die Bandbreite der Gesamtemission stimmt etwa mit der während der Impulsdauer zu erwartenden thermischen Liniendrift überein. In einem gegebenen Zeitpunkt ist die Emission über ein endliches Band verteilt.

Das Frequenzspektrum ist zeitlich variabel. Im gleichen Punkt des Nahfeldes werden nacheinander verschiedene Frequenzen emittiert: eine Folge der thermischen Liniendrift. Die Frequenzanalyse zeigt zusammen mit Bild (12—33), daß die Relaxationsimpulse zu Beginn und Ende der Emission mit scharfen Linien im Spektrum verbunden sind, während die quasikontinuierliche Emission von einer kontinuierlichen Frequenzdrift begleitet ist. In ähnlicher Weise zeigt sich, daß in vielen Fällen bei periodisch pulsierenden Lasern die Emission aus scharfen Linien besteht, während sie bei quasikontinuierlich emittierenden Lasern ein breites Band dicht erfüllt [2082, 2227].

d) Überlagerungsmessungen

Mit einer schnellen Photodiode und einem Mikrowellenüberlagerungsspektrometer wird die zweite Überlagerungslinie benachbarter Moden mit 2 GHz Frequenzdifferenz ausgemessen.

Bild (12—36) zeigt einige typische Aufnahmen. Starke Überlage-

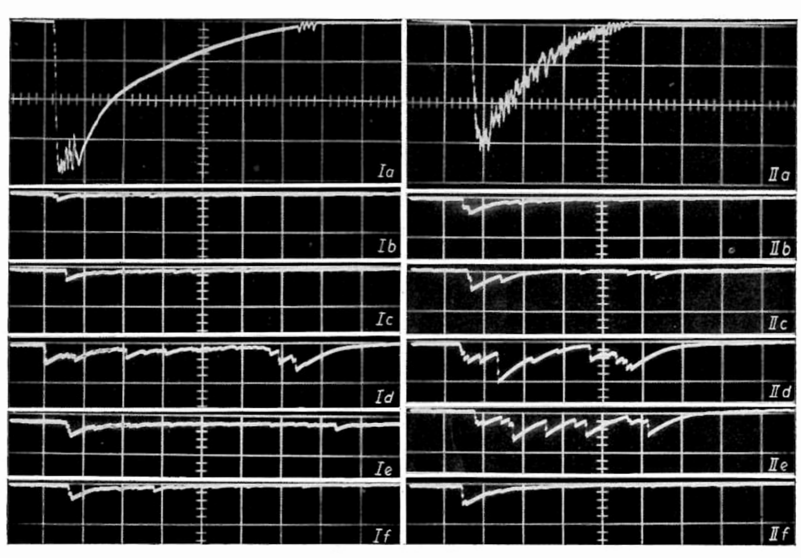


Bild 12—36 Überlagerungsspektrum; I bei 300 Ws, II bei 200 Ws Pumpenergie (nach D. RÖSS u. a. [2082]).

a) Laseremission
b)—f) Mischsignale bei der zweiten Überlagerungslinie

b)	c)	d)	e)	f)
3953	3954	3955	3956	3957 MHz

rungssignale treten zu Beginn und Ende des Impulses auf. Die gesamte Breite der Differenzlinie liegt bei 1 MHz.

Auch in der quasikontinuierlichen Emission der Randbezirke sind bei hinreichender Empfindlichkeit impulsartige Überlagerungssignale zu erkennen. Soweit hier Moden mit merklicher Energie auftreten, relaxieren sie in Impulsen. Die Überlagerung der Relaxationsschwingungen zahlreicher Moden führt zu der kontinuierlichen Verteilung. Eine echte kontinuierliche Emission in stabilen Moden fester Frequenz erreicht man über längere Zeit nur im Dauerstrich bei konstanter Pumpleistung [2072] und bei Selektion eines einzigen axialen Mode.

Das Beispiel zeigt, wie kompliziert das Verhalten eines Impuls-Lasers selbst unter günstigen Verhältnissen ist. Allerdings wird man für alle Anwendungen versuchen, bei hoher Modenselektion zu arbeiten, so daß die Verhältnisse besser definiert sind.

Das Zusammenwirken der zahlreichen Instabilitäten ist stark von der verwendeten Anordnung abhängig. Die Kenntnis und Nachbildung aller experimentellen Bedingungen ist zur Reproduktion spezieller Beobachtungen notwendig.

e) Beobachtungen im kontinuierlichen Betrieb

Nach Verjüngung des Stabdurchmessers von 5 mm auf 2 mm wurde dieser Laser bei Zimmertemperatur im kontinuierlichen Betrieb untersucht [2076]. Knapp an der Schwelle läuft er bei symmetrischer Justierung der Linie höchster Beleuchtungsdichte zur Resonatorachse im Grundmode mit 5–6 axialen Moden im Abstand $c/2l\mu$. Bei unsymmetrischer Justierung kann der Mode TEM_{10} oder ein höherer Mode rein selektiert werden. In diesem Zustand unterscheidet sich das zeitliche Emissionsverhalten nicht von dem eines im Grundmode schwingenden Fabry-Perot-Lasers: Die Emission besteht aus quasiperiodischen Relaxationsimpulsen, deren Umhüllende der Pumpleistung folgt. Die Aufeinanderfolge verschiedener axialer Moden führt zu einer nahezu periodischen Modulation in der Umhüllenden der Emission, mit Phasensprüngen der Relaxationsschwingung an den Instabilitätspunkten. In jedem Relaxationsimpuls schwingen mehrere axiale Moden mit gegeneinander versetzten Maxima der Emission. Etwa die Hälfte aller aktiven axialen Moden schwingt in einem Impuls an.

Bei einer nur geringfügigen Erhöhung der Pumpleistung nimmt die maximale transversale Ordnung der aktiven Moden stark zu, es

entstehen bevorzugt Modenkombinationen, so daß keine klare Modenstruktur mehr erkennbar ist. Im Spektrum beobachtet man das Neuauftreten der zum ersten Transversalmode entarteten Frequenzen, so daß der Linienabstand nunmehr $c/4l\mu$ beträgt. Während die gesamte Emissionsbandbreite bei im Grundmode schwingenden Fabry-Perot-Lasern mit der Pumpleistung stark ansteigt und 20% oberhalb der Schwelle bereits 30% der Linienbreite beträgt, bleibt sie hier, bei zunehmender Zahl transversaler Moden, nahezu konstant.

In der zeitlichen Emission ist das Einsetzen einer neuen transversalen Ordnung deutlich an einem steil ansteigenden Maximum in der Emissionsumhüllenden erkennbar.

Die thermischen Effekte führen bei einer Erhöhung der Pumpleistung und damit der mittleren Kristalltemperatur zunächst zu einem kontinuierlichen Ziehen der Emissionsfrequenzen und schließlich in regelmäßigen Intervallen zu einem Springen der axialen Modenordnung, da die Resonanzfrequenzen schneller zu kleineren Werten laufen als die Linienmitte. Bei einer Modulation der Pumpleistung (Impulsbetrieb) beobachtet man im zeitlich gemittelten Spektrum daher eine scheinbare Verbreiterung der Fabry-Perot-Ringe und ein Wandern des Modenspektrums zu längeren Wellenlängen.

Der Zustand einer kontinuierlichen Gesamtemission wird im kontinuierlichen Betrieb in diesem Fall nicht erreicht, da hierfür die Pumpleistung zu niedrig bleibt.

12.10. Einzelimpulse

Bild (12—37) zeigt einige einzelne Relaxationsimpulse, wie man sie bei Rubin-Lasern beobachtet. Wir wollen ihre Impulsform aus den Bilanzgleichungen abschätzen. Wir können dabei die spontane Emission vernachlässigen und müssen nur zu Beginn des Impulses eine gewisse Quantenzahl q' im Resonator voraussetzen. Im einfachen Laser tritt die minimale Quantenzahl stets für $n = n_{00}$ (wir vernachlässigen die spontane Emission) auf. Wir wollen allgemein auch geschaltete Laser berücksichtigen und setzen als Anfangsbedingung an:

$$\text{Für } t = 0 \text{ ist } q = q' \tag{12—47}$$

$$n = n' = n_{00} + \Delta n$$

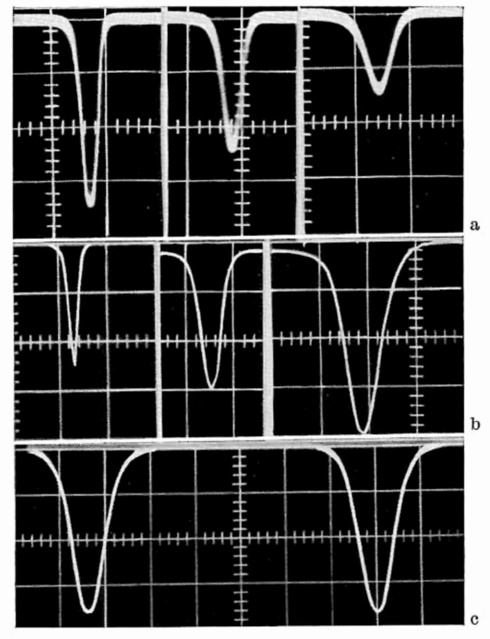


Bild 12—37 Typische Einzelimpulse von Rubinlasern

a) periodisch relaxierender konfokaler Laser mit festen, dielektrischen Spiegeln $\overline{R} = 0{,}97$; 25 mm lang, 1,4 mm Kerndurchmesser; wie Bild 12—5 e—3.
Spikes vom Beginn, aus der Mitte und vom Ende des Impulses.
0,5 µs/Einheit

b) ebener Laser mit festen, dielektrischen Spiegeln $\overline{R} = 0{,}97$, Beginn, Mitte und Ende des Impulses. 0,5 µs/Einheit; wie Bild 12—6 a

c) konzentrischer Resonator mit äußeren Spiegeln in 50 cm Abstand; 1 µs/Einheit

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = W - 2Bnq \qquad (12\text{—}48)$$

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = Bq(n - n_{00}). \qquad (12\text{—}49)$$

a) Impulsanstieg

Solange die Quantenzahl klein ist, können wir in Gl. (12—48) $Bnq \ll W$ vernachlässigen und erhalten $n = n' + Wt$. In Gl. (12—40) eingesetzt, erhalten wir:

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = Bq(\Delta n + Wt) \qquad (12\text{—}50)$$

mit der Lösung:

$$q = q' \, e^{B \Delta n t + B W \frac{t^2}{2}} . \qquad (12\text{—}51)$$

Ohne Überbesetzung $\Delta n = 0$ steigt der Impuls unter dem Einfluß der Pumprate wie e^{t^2} an. Bei hoher Überbesetzung $\Delta n \gg \frac{Wt}{2}$ ist der Einfluß der Pumpe vernachlässigbar. Der Anstieg ist dann exponentiell wie e^t. Unter Berücksichtigung von $B = \frac{1}{n_{00} t_c}$ und $B W = \frac{(2\pi)^2}{T_0{}^2}$ formulieren wir:

$$q = q' \cdot e^{\frac{\Delta n}{n_{00}} \frac{t}{t_c} + 2\pi^2 \left(\frac{t}{T_0}\right)^2} . \qquad (12\text{—}52)$$

Bei gegebener Überbesetzung steigt der Impuls um so steiler an, je kleiner t_c, je kürzer also der Resonator bei konstanter Spiegelreflexion ist. Die Anstiegszeitkonstante ist für mäßige Überbesetzungen $\Delta n \approx n_{00}$ in der Größenordnung der Resonatorverweilzeit, für große Überbesetzungen kann der Anstieg wesentlich steiler als mit e^{t/t_c} sein.

b) Impulsspitze

Während der Impulsspitze können wir den Einfluß der Pumprate vernachlässigen: $B n q \gg W$. Durch Division erhalten wir:

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} \Big/ \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}n} = \frac{1}{2}\left(\frac{n_{00}}{n} - 1\right) . \qquad (12\text{—}53)$$

Die Integration von Gleichung (12—53) gibt mit dem Anfangswert $n = n''$ $(q \approx 0)$:

$$q = \frac{1}{2}\left[n_{00} \ln \frac{n}{n''} - (n - n'')\right] . \qquad (12\text{—}54)$$

Im Maximum der Quantenzahl ist $n = n_{00}$. Wir erhalten für den Maximalwert $\hat{q}$:

$$\hat{q} = \frac{n_{00}}{2}\left[\ln \frac{n_{00}}{n''} + \left(\frac{n''}{n_{00}} - 1\right)\right] . \qquad (12\text{—}55)$$

Damit ist bei bekannter Inversion zu Beginn des eigentlichen Impulsanstiegs, d. h. vor dem Abkippen der Inversion nach Bild (12—15),

die maximale Quantenzahl im Resonator ermittelt. Bei hoher Überbesetzung ist $n' \approx n''$, und wir erhalten mit $\Delta n \gg n_{00}$:

$$\hat{q} \approx \frac{\Delta n}{2} - \frac{(n_{00})^2}{2\Delta n} \ln \Delta n \,. \tag{12–56}$$

Zur Bestimmung der Impulsform können wir in Gl. (12–48) näherungsweise in der Umgebung der Impulsspitze setzen:

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -2\,B n \hat{q} \tag{12–57}$$

mit der Lösung

$$n = n_{00} - 2\,B \hat{q} n_{00} t \tag{12–58}$$

für die Anfangswerte

$$\left.\begin{aligned} n &= n_{00} \\ q &= \hat{q} \end{aligned}\right. \quad \text{bei}\, t = 0\,. \tag{12–59}$$

Gl. (12–58) in Gl. (12–49) eingesetzt, liefert

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = -2\,B^2 \hat{q}\, n_{00} q t \tag{12–60}$$

mit der Lösung

$$q = \hat{q}\, e^{-B^2 n_{00} \hat{q}\, t^2}\,. \tag{12–61a}$$

Mit $B = \dfrac{1}{n_{00}\, t_c}$ erhalten wir

$$q = \hat{q}\, e^{-\frac{\hat{q}}{n_{00}}\left(\frac{t}{t_c}\right)^2}\,. \tag{12–61b}$$

Die Impulsspitze ist gaußisch mit der $1/e$-tel Breite

$$\delta = t_c \sqrt{\frac{n_{00}}{\hat{q}}}\,. \tag{12–62}$$

Der Impuls wird um so schärfer, je höher die Überbesetzung ist ($\hat{q}$ groß). Für $\hat{q} \approx n_{00}$ liegt die Breite der Impulsspitze in der Größenordnung der Resonatorverweilzeit.

Die Berücksichtigung der Pumprate während des Relaxationsimpulses führt zu einer kleinen Korrektur:

$$q = \hat{q} e^{-\frac{\hat{q}}{n_{00}}\left(\frac{t}{t_c}\right)^2 + 2\pi^2 \left(\frac{t}{T_0}\right)^2} \tag{12–63}$$

c) Impulsabfall

Wir integrieren Gl. (12—53) mit den Anfangswerten der Impulsspitze:

$$n = n_{00},\ q = \hat{q} \text{ für } t = 0$$

und erhalten

$$q - \hat{q} = \frac{1}{2}\left[n_{00} \ln \frac{n}{n_{00}} - (n - n_{00})\right]. \qquad (12\text{—}64)$$

Wir fragen nach dem Verlauf der Inversion, nachdem $q \ll \hat{q}$ und $n \ll n_{00}$ geworden ist und erhalten:

$$\frac{n}{n_{00}} \approx e^{-\frac{2\hat{q}}{n_{00}} - 1 - \frac{2q}{n_{00}}}. \qquad (12\text{—}65)$$

Auch ohne den Einfluß der Pumprate fällt die Inversion nicht auf den Wert 0, sondern strebt einen Endwert $\frac{\underline{n}}{n_0} = \mathrm{e}^{-\frac{\hat{q}}{n_{00}} - 1}$ an, der um so niedriger ist, je höher der Spitzenwert der Quantenzahl und je kleiner n_{00} ist. Die in dem Impuls freiwerdende Quantenzahl ergibt sich zu

$$q \approx n' - \underline{n}\,. \qquad (12\text{—}66)$$

Der Impuls kann die gespeicherte Energie nicht ganz entladen. [2513, 2521].

Für den weiteren Abfall können wir die stimulierte Emission in Gl. (12—48) vernachlässigen und erhalten einen Wiederanstieg der Inversion, während die Quantenzahl noch sinkt:

$$n = \underline{n} + Wt\,. \qquad (12\text{—}67)$$

Daraus folgt für die Quantenzahl nach Gl. (12—49) mit dem Anfangswert $q(\underline{n})$

$$q = q(\underline{n})\, e^{-\frac{n_{00} - \underline{n}}{n_{00}} \frac{t}{t_c} + \left(\frac{t}{T_0}\right)^2 2\pi^2}. \qquad (12\text{—}68)$$

Der Impuls fällt nach der gaußischen Impulsspitze weiter exponentiell ab, erreicht ein Minimum und steigt dann wieder wie e^{t^2} an, wenn die Pumpe weiterläuft.

Bei verschwindender Pumpe und starker Unterschreitung der Schwelle $\underline{n} \ll n_{00}$ fällt der Impuls ab wie

$$q \approx q\,(\underline{n})\,e^{-\frac{t}{t_c}}, \tag{12—69}$$

also mit den Zeitkonstanten des Resonators. Bei starker Überbesetzung kann der Impuls wesentlich schneller ansteigen als abfallen. Das Verhältnis von Anstiegs- zur Abfallszeit ist näherungsweise gleich n'/n_{00}.

Die Impulsspitze hat für kleine Überbesetzungen näherungsweise die Breite

$$\Delta t \approx 4 t_c \frac{n_{00}}{n' - n_{00}} \tag{12—70}$$

In Bild (12—37) hatten wir verschiedene Impulse einfacher Laser aufgezeichnet, bei denen die Überbesetzung $\Delta n < n_0$ ist. Sie sind gut durch die gaußische Spitze zu beschreiben. Bild (12—38) zeigt Aufnahmen von Riesenimpulsen mit $\Delta n > n_0$, bei denen der Abfall bereits wesentlich länger ist als der Anstieg.

Eine eingehende Analyse der Bilanzgleichungen für große Abweichungen von den Gleichgewichtswerten findet man bei [1465, 2149, 2513, 2521].

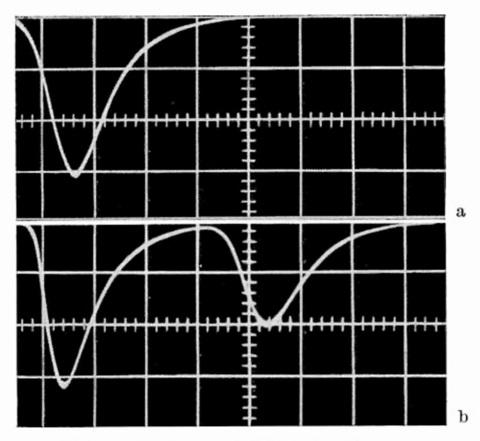


Bild 12—38 Unsymmetrische Riesenimpulse

a) mit Farbstoffschalter
20 μs/Einheit

b) mit langsamem Drehspiegel entsteht ein Doppelimpuls.
100 μs/Einheit

12.11. Kompensationsmöglichkeiten für die Liniendrift

Wir haben gesehen, daß die thermischen Effekte das Schwingungsverhalten von Impulslasern stark beeinflussen. Sie dürften auch ein wesentlicher Grund für das unterschiedliche Einschwingverhalten verschiedener Lasermaterialien sein. Wenigstens qualitativ wollen wir untersuchen, ob für Rubinlaser eine Stabilisierung der Emission unter Ausnutzung einer gleichlaufenden Verschiebung von Linienmitte und Resonanzfrequenz möglich ist.

Wir wollen zunächst prüfen, ob es gelingt, die durch thermische Effekte erzeugte Liniendrift mit der Änderung der Resonatorfrequenzen so zu kompensieren, daß ein Mode mit variabler Frequenz bei konstanter Modenordnung existenzfähig ist. Die Bedingung für eine Stabilisierung des Lasers gegen thermische Störungen lautet:

$$\frac{1}{\nu_0}\frac{\mathrm{d}\nu_0}{\mathrm{d}T} = \frac{1}{\nu_R}\frac{\mathrm{d}\nu_R}{\mathrm{d}T}. \tag{12--71}$$

$$\nu_0 = \nu_R$$

ν_0 ist die Frequenz der Linienmitte, ν_R die Resonanzfrequenz eines Mode fester Ordnung.

Wir betrachten den Grundmode TEM_{00q} und unterscheiden zwei Fälle eines Resonators mit äußeren Spiegeln:

i) Die Resonatorlänge L bleibt konstant (zwei äußere, feste Spiegel).

ii) Die Resonatorlänge L ist zeitlich variabel (ein Spiegel, fest auf dem Rubin, der Rubin ist dabei an der unverspiegelten Endfläche fixiert). L' sei hier der Abstand zwischen dem Lasermaterial und dem äußeren Spiegel.

Es gilt

i)
$$\nu_R = \frac{q}{l}\,\frac{c}{L + l(\mu - 1)}. \tag{12--72}$$

$$l = \text{Materiallänge.}$$

Es ist

$$\frac{1}{\nu_R}\frac{\mathrm{d}\nu_R}{\mathrm{d}T} = -\frac{1}{\frac{L}{l} + (\mu - 1)}\left((1-\mu)\frac{1}{l}\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}T} + \frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}T}\right). \tag{12--73}$$

ii)
$$\nu_R = \frac{q}{l}\,\frac{c}{L' + \mu l}. \tag{12--74}$$

Es ist mit $L = L' + l$

$$\frac{1}{\nu_R}\frac{d\nu_R}{dT} = -\frac{1}{\frac{L}{l} + (\mu - 1)}\left(\mu\,\frac{1}{l}\frac{dl}{dT} + \frac{d\mu}{dT}\right). \tag{12–75}$$

Damit erhalten wir die Gleichlaufbedingungen

i) $$\frac{L}{l} = \frac{(\mu-1)\frac{1}{l}\frac{dl}{dT} + \frac{d\mu}{dT}}{-\frac{1}{\nu_0}\frac{d\nu_0}{dT}} - (\mu - 1) \tag{12–76}$$

ii) $$\frac{L}{l} = \frac{\mu\,\frac{1}{l}\frac{dl}{dT} + \frac{d\mu}{dT}}{-\frac{1}{\nu_0}\frac{d\nu_0}{dT}} - (\mu - 1). \tag{12–77}$$

Einsetzen der Größen für Rubin:

$$\frac{d\mu}{dT} = \frac{\partial\mu}{\partial T} + \frac{\partial\mu}{\partial\nu_0}\frac{d\nu_0}{dT} = 12{,}6\cdot10^{-6} - 4{,}5\cdot10^{-7} = 12{,}2\cdot10^{-6}\,\mathrm{grd}$$

$$\frac{1}{l}\frac{dl}{dT} = 5{,}85\cdot10^{-6}/^\circ\mathrm{C}\ (\perp \text{c-Achse})$$

$$\frac{1}{\nu_0}\frac{d\nu_0}{dT} = -10\cdot10^{-6}/^\circ\mathrm{C}$$

zeigt, daß im Fall ii) eine Kompensation möglich ist, während im Fall i) die Resonanzfrequenzen mit der Linienmitte nicht gleichlaufen können. Für ii) erhalten wir den Zahlenwert $\frac{L}{l} = 1{,}48$. Der äußere Spiegel müßte in geringem Abstand zum Rubin stehen. Bei größerem Abstand ist die Linienverschiebung größer als die Änderung der Resonanzfrequenz, bei geringerem Abstand oder bei festen Spiegeln ist sie kleiner.

Es wäre experimentell zu prüfen, ob die Bedingungen (12–76, 12–77) mit Rubin zu erfüllen sind. Man sieht, daß eine Kompensation durch Anwendung äußerer Spiegel stets möglich ist, wenn die Verschiebung der Resonanzfrequenz bei festen Spiegeln größer ist als die der Linienmitte.

Wir untersuchen den Temperatureinfluß für die Moden höherer transversaler Ordnung. Für den allgemeinen konfokalen Resonator mit $r_1 = r_2$ gilt bei festen Spiegeln:

$$\nu_R = \frac{c}{2 l \mu} \left[q + \frac{1}{\pi} (m + n + 1) \arccos \left(1 - \frac{l}{R} \right) \right]. \qquad (12\text{—}78)$$

In der Nähe der konfokalen Stellung können wir entwickeln

$$\nu_R \approx \frac{c}{2 l \mu} \left[q + \frac{1}{2} (m + n + 1) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \right) \right] + \frac{c}{2 \mu R} \frac{1}{\pi} (m + n + 1). \qquad (12\text{—}79)$$

Die Abhängigkeit von der Längenänderung ist wieder die gleiche wie für den Grundmode, würde also für Rubin bei festen Spiegeln dazu führen, daß die Resonanzfrequenz schneller läuft als die Linienmitte.

Interessant ist es nun, eine zeitliche Änderung des Krümmungsradius bei ungleichmäßiger Ausleuchtung des Stabquerschnitts zu berücksichtigen. Wegen der höheren Beleuchtungsdichte in der Stabmitte wird gelten

$$\frac{\partial R}{\partial T} < 0. \qquad (12\text{—}80)$$

Damit erhalten wir für die Moden hoher Ordnung eine teilweise Kompensation der zu starken Änderung von $\frac{\partial (l \mu)}{\partial T}$.

Es sollte bei entsprechenden Beleuchtungsverhältnissen hier auch mit festen Spiegeln möglich sein, die Resonanzfrequenz von Moden hoher Ordnung in Gleichlauf mit der Linienmitte zu bringen.

Eine weitere Möglichkeit für die Stabilisierung der Gesamtemission einer Vielzahl von Moden hoher transversaler Ordnung resultiert daraus, daß in der Nähe der konfokalen und der konzentrischen Stellung die Resonanzfrequenzen fast entartet sind. Eine Änderung von $(m + n)$ führt zu einer fast stetigen Änderung der Resonanzfrequenz. Da die Verluste und der Fleckdurchmesser praktisch nur durch die größere Ordnungszahl m oder n gegeben sind, bleibt dabei die Resonatorgüte nahezu konstant. Es ist also vorstellbar, daß hier die Resonanzfrequenz unter dauerndem Wechsel der Moden stetig der Linienmitte folgt (s. Bild 12—35).

Die diskutierten Effekte geben vielleicht einen weiteren Mechanismus für die in einigen Fällen beobachtete stabile Emission von Rubinen in gekrümmten Resonatoren.

Eine Stabilisierung der thermischen Drift wäre in jedem Fall durch eine Steuerung der Resonatorspiegel möglich.

Die Drift der Linie und insbesondere die der Resonanzfrequenzen muß sich auf das Einschwingverhalten auswirken. Das Wandern der Resonanzfrequenz wirkt für die Dynamik der Resonanzverstärkung

des Laseroszillators wie ein zusätzlicher Verlust, während die aus der Resonanz herausgewanderten Quanten bis zum Verlassen des Resonators weiter die Inversion beeinflussen. Eine mathematische Formulierung des Problems müßte in den Bilanzgleichungen den Resonanzcharakter des Laseroszillators berücksichtigen. Eine einfache Abschätzung zeigt, daß bei Rubin die Resonanzfrequenz innerhalb einer Relaxationsperiode größenordnungsmäßig um die Resonanzbreite des passiven Resonators wandert.

Ein Effekt, der bei allen bisherigen Betrachtungen über die Relaxationsschwingungen von Lasern nicht berücksichtigt wurde, ist der Wettkampf verschiedener Moden während des Einschwingvorgangs (Kap. 9). In Festkörperlasern ist die Zeit, innerhalb der sich ein Mode deutlich aus den übrigen Moden heraushebt, nicht klein gegen die Relaxationsperiode, so daß das Einschwingverhalten hiervon abhängig sein kann.

Literatur zu Kap. 12:

Theorie: [11, 27, 165, 246, 365, 482, 672, 741, 750, 944, 999, 1000, 1072, 1264, 1266, 1348, 1385, 1413, 1423, 1465, 1526, 1528, 1600, 1603, 1655, 1713, 1716, 1849, 1867, 1873, 1874, 1875, 2065, 2070, 2105, 2140, 2149, 2256, 2259, 2304, 2329, 2333, 2336, 2338, 2348, 2417, 2421, 2468, 2487, 2513, 2521, 2690, 2761, 2802, 2838, 2861, 2923, 2955, 3029].

Experimentelle Beobachtungen: [231, 250, 253, 258, 283, 308, 432, 471, 480, 491, 492, 578, 588, 589, 607, 608, 784, 791, 855, 964, 966, 967, 968, 969, 971, 972, 984, 1011, 1068, 1137, 1151, 1224, 1244, 1290, 1291, 1301, 1328, 1382, 1386, 1492, 1532 1572, 1609, 1628, 1809, 1870, 1963, 1980, 2016, 2027, 2035, 2069, 2071, 2072, 2080, 2081, 2082, 2177, 2221, 2227, 2255, 2283, 2330, 2334, 2357, 2415, 2422, 2423, 2476, 2496, 2507, 2527, 2528, 2544, 2667, 2669, 2835, 2876, 2993, 3000, 3026].

13. Riesenimpuls-Laser, gesteuerte Laser

13.1. Eigenschaften von Riesenimpuls-Lasern

Eine besonders interessante und für die Anwendung wichtige Form des Laser-Oszillators ist der Riesenimpuls-(„giant-pulse"-)Laser [493, 1075, 1540], der kurze Einzelimpulse hoher Leistung erzeugt. Im Aufbau unterscheidet er sich vom einfachen Laser-Oszillator dadurch, daß sich im Resonator nach Bild (13—1) außer dem verstärkenden

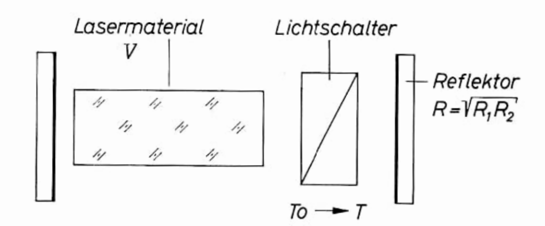


Bild 13—1 Schema des Riesenimpuls-Lasers [giant-puls; Q (quality)-switch]

Lasermaterial ein in seiner Lichtdurchlässigkeit steuerbarer Schalter befindet (Güteschalter des Resonators). Die Transmission des Schalters im geschlossenen Zustand sei $T_0 < 1$, die Transmission im geöffneten Zustand $T > T_0$. Bei gegebener Verstärkung des Lasermaterials V wählen wir T_0 und T (die spontane Emission vernachlässigen wir) nach:

$$RVT_0 < 1 \qquad (13\text{–}1)$$

$$RVT > 1 \qquad (13\text{–}2)$$

Der Einfachheit halber haben wir in T die Verluste des Lasermaterials eingeschlossen: $T = T_s(1-A)$. Der Laser-Oszillator ist zunächst bei geschlossenem Schalter unter seiner Schwelle. Nach Öffnen des Schalters ist die Verstärkung größer als die Schwellverstärkung; der Oszillator schwingt an und liefert bei hoher Überbesetzung der Inversion über die Schwellinversion nach Kap. 12.10 einen kurzen Impuls hoher Spitzenleistung. Der Impuls kann fast die gesamte gespeicherte Inversion entladen.

Nach dem Riesenimpuls kann sich eine normale Laserschwingung ausbilden, wenn die Pumprate genügend lange über der Schwellrate ist und wenn der Schalter in der Zeit bis zum Wiedererreichen der Schwellinversion geöffnet bleibt.

An ein Material, das für die Erzeugung von Riesenimpulsen hoher Leistung geeignet ist, sind folgende Anforderungen zu stellen:

a) hohe Überbesetzung der Inversion $n - n_{00}$;

b) lange Relaxationszeit τ, damit die Inversion in einem Pumpimpuls großer Dauer aufgebaut werden kann;

c) hohe Verstärkung pro Durchgang bei hoher Inversion;

d) Stabilität des Materials gegen die Leistung des Riesenimpulses.

Diese Forderungen erfüllt unter allen bekannten Materialien am besten Rubin, der heute für Riesenimpuls-Laser nahezu ausschließlich benützt wird. Wenn man auf sehr kurze Impulszeiten und höchste Spitzenleistungen verzichtet und mehr an Einzelimpulsen hoher Energie interessiert ist, kann man die Forderung nach hoher Verstärkung pro Durchgang fallenlassen. Es kommen dann auch Materialien mit stark verbreiterter Linie wie Neodymglas in Frage, das mit der relativ langen spontanen Lebensdauer von 700 µs hergestellt werden kann.

Wir hatten bereits in Kap. 12.10 Näherungslösungen für Einzelimpulse diskutiert und wollen hier noch eine mehr am praktischen Beispiel orientierte Formulierung betrachten. Wir wählen die Parameter so, daß der Impuls möglichst kurz wird. Für den ersten Impulsanstieg gilt mit $n \approx \text{const}$ die Bilanzgleichung (Kap. 12):

$$\frac{\mathrm{d}q}{\mathrm{d}t} = Bnq - \frac{q}{t_c}. \tag{13–3}$$

Wir formen um:

$$\frac{\mathrm{d}q}{q} = \left(Bn - \frac{1}{t_c}\right)\mathrm{d}t. \tag{13–4}$$

Mit $B = \dfrac{1}{n_0 t_c}$ erhalten wir die Lösung:

$$\left(\frac{q}{q_0}\right) = e^{\left(\frac{n}{n_0} - 1\right)\frac{t}{t_c}}. \tag{13–5}$$

Wir setzen $\dfrac{n}{n_0} = \dfrac{\ln V}{\ln V_0}$; unter Berücksichtigung der Verluste gilt:

$$\left.\begin{aligned} t_c &= \frac{L}{c_0}\,\frac{1}{1-R+1-T} \\ V_0 &= \frac{1}{RT} \end{aligned}\right\} \quad \begin{aligned}(13\text{--}6a)\\(13\text{--}6b)\end{aligned}$$

Mit $\left(\frac{\ln V}{\ln V_0}-1\right)=\frac{\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)}{\ln V_0}$ erhalten wir:

$$\frac{q}{q_0}=e^{\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)\frac{(2-R-T)}{-\ln RT}\,\frac{c_0}{L}\,t} \approx e^{\ln\left(\frac{V}{V_0}\right)\frac{2-R-T}{1-RT}\,\frac{c_0}{L}\,t}.$$

Für kleine Verluste $1-R \ll 1$; $1-T \ll 1$ ergibt sich die evidente Näherung:

$$\frac{q}{q_0}=\left(\frac{V}{V_0}\right)^{\frac{c_0}{L}\,t}. \tag{13--8}$$

Nach einmaligem Durchlauf $\left(\text{Laufzeit } \frac{L}{c_0}\right)$ ist die Quantenzahl um den Faktor $\frac{V}{V_0}$ angewachsen.

Für einen steilen Impulsanstieg muß die Anfangsverstärkung groß gegen die Schwellverstärkung sein. Die inneren Verluste einschließlich der Verluste des Schalters sollen klein und die Reflexion der Spiegel soll hoch sein. Der Resonator ist so kurz wie möglich zu halten, da für kleine Verluste und $\ln V/V_0 \approx e$ die Anstiegszeitkonstante in der Größenordnung der Laufzeit ist.

Als Beispiel wählen wir einen Rubin-Laser mit 7 cm Stablänge. Seine optische Länge beträgt $7 \cdot 1{,}78 = 12{,}5$ cm. Mit 2,5 cm Baulänge für den Schalter können wir den Resonator im günstigsten Fall 15 cm lang wählen. Wir benützen als Reflektoren ein 90°-Prisma ($R_1 = 100\%$) und einen dreischichtigen dielektrischen Spiegel ($R_2 = 60\%$). Damit erhalten wir $R=\sqrt{R_1 R_2}=0{,}77$. Wir rechnen mit 20 % Verlusten des Rubins und des Schalters und erhalten für die Schwellverstärkung bei offenem Schalter:

$$V_0=\frac{1}{RT}=1{,}62.$$

Bei vierfacher Schwellenergie erreichen wir mindestens $V = 5$ bei Zimmertemperatur, so daß wir setzen können $V/V_0 = 3{,}08$. Damit folgt die Anstiegszeitkonstante zu:

$$t_1 = \frac{L}{c_0}\left[\ln\frac{V}{V_0}\right]^{-1}\frac{1-RT}{2-R-T} \tag{13–9}$$

$$= 6{,}3\cdot 10^{-10} = 0{,}63\,\text{ns}.$$

Wir nehmen an, daß die Quantenzahl in der Impulsspitze 15 Zehnerpotenzen über der spontanen Emission liegt und bekommen für die Zeit, die nach dem Einschalten vergeht bis die Spitzenleistung erreicht wird, näherungsweise:

$$t_2 = 15\,(\ln 10)\,t_1 = 21{,}8\cdot 10^{-9}\,\text{s} = 21{,}8\,\text{ns}.$$

Der Anstieg von 10 % auf 100 % der Maximalhöhe dauert ungefähr:

$$t_1\cdot\ln 10 = 1{,}39\,\text{ns}.$$

Nach dem Einschalten entsteht eine scheinbare Verzögerung von rund 20 ns, und dann steigt der Impuls in 1,4 ns auf den Spitzenwert an.

Die Gaußsche Spitze ist bei einem Riesenimpuls oft kurz gegen die Dauer der Abfallflanke, so daß wir uns damit begnügen, diese Zeit zu berechnen. Es gilt (Kap. 12) für $t_c \gg \frac{l}{c}$:

$$\frac{q}{q_1} \approx e^{-\frac{t}{t_c}} = e^{-t\,\frac{(1-R+1-T)\,c_0}{L}}. \tag{13–10}$$

Für unser Beispiel folgt die Abfallzeitkonstante zu

$$t_c = \frac{L}{c_0}\,(1-R+1-T)^{-1} = 1{,}16\,\text{ns}. \tag{13–11}$$

Der Abfall auf 10 % der Maximalhöhe dauert etwa $t_c\cdot\ln 10 = 2{,}7$ ns. Der Abfall ist merklich langsamer als der Impulsanstieg. Wir haben die Resonatorverweilzeit etwas hoch gewählt, wenn es unser Ziel ist, einen möglichst kurzen Impuls zu erzeugen.

Damit der Impuls symmetrisch wird, müssen wir erreichen $t_1 = t_c$ und erhalten mit $\ln\frac{V}{V_0} = \ln R + \ln(VT)$ näherungsweise für $\ln R \approx -(1-R)$ die Bedingung:

$$R_{\text{sym}} = \frac{2-\ln(VT)}{1+T}. \tag{13–12}$$

Gleichung (13–12) liefert gleichzeitig im Rahmen der Näherungen die Bedingung für die kürzeste Gesamtimpulsdauer aus $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,R}(t_1 + t_c) = 0$.
In unserem Beispiel ergibt sich

$$R_{\mathrm{sym}} = 0{,}34.$$

Für den durchlässigen Spiegel müssen wir also wählen $R_2 = (R_{\mathrm{sym}})^2 = 0{,}12$; diesen Wert erhalten wir ungefähr mit der Reflexion eines unverspiegelten Glasetalons in den selektierten Moden. (Bei so hohen Werten der Auskopplung gelten unsere Näherungen allerdings nur noch bedingt.)

Da $\frac{V}{V_0}$ jetzt nur noch den Wert 2,1 statt 5 hat, wird die nach dem Impuls verbleibende Inversion höher, die Impulsenergie sinkt ab. Die Dimensionierung auf optimale Spitzenleistung, auf kürzeste Impulsdauer und auf maximale Impulsenergie erfordert jeweils etwas unterschiedliche Werte der Reflexion. Für unser Beispiel erhalten wir mit R_{sym} als kürzeste Impulsdauer (10 % → 90 %): $(t_1 + t_c)\ln 10 = 2t_1 \ln 10 = 2{,}4$ ns.

Eine hohe Auskopplung hat neben der Verkürzung der Impulsdauer die weitere wichtige Funktion, die Energiedichte im aktiven Material, die proportional zu $\frac{1}{1-R}$ herabzusetzen ist. Aus diesem Grund ist es wichtig, $R \leq 50\,\%$ zu wählen, damit die Energiedichte nicht wesentlich über die im äußeren Strahl wächst. Die bei ausreichender Lebensdauer des Materials erreichbare Spitzenleistung kann so erheblich gesteigert werden. Bei hoher Spiegelreflexion beobachtet man Materialzusammenbrüche in guten Rubinen etwa bei Leistungsflüssen von 20–50 MW/cm²; mit hoher Auskopplung kann diese Grenze auf 100–400 MW/cm² erhöht werden.

Die in einem vollständig invertierten Rubin üblicher Dotierung gespeicherte Energie $N_0 h\nu$ beträgt rund 4,5 Ws/cm³. Diese Energie kann grundsätzlich in einem Riesenimpuls zur Hälfte entladen werden. Der Rest bleibt nach dem Ausgleich der Besetzungen im Kristall gespeichert und wird als Fluoreszenz abgegeben. Wir wollen damit rechnen, daß nur eine unvollständige Inversion von 2 Ws/cm³ gespeicherter Energie gelingt, so daß die abrufbare Energie rund $E = 1$ Ws/cm³ beträgt. Mit $(1-R) \gg A$ wird sie überwiegend aus dem Resonator ausgekoppelt (Kap. 11).

Wenn wir einen symmetrischen Impuls mit annähernder Dreieckform der Basisbreite T erzeugen, dann beträgt die Spitzenleistung

$$L = \frac{2E}{T}. \tag{13–13}$$

In unserem Beispiel beträgt für $T \approx 3$ ns die Spitzenleistung $L = 660\,\mathrm{MW/cm^3}$. Es sind also schon mit kleinen Materialvolumina selbst unter Berücksichtigung von Verlusten außerordentlich hohe Spitzenleistungen erreichbar, wenn der Resonator optimal dimensioniert wird.

Experimentell ergeben sich oft sehr viel längere Impulszeiten als errechnet. Dies ist in erster Linie darauf zurückzuführen, daß verschiedene axiale Moden mit unterschiedlicher Verstärkung pro Durchgang anwachsen, so daß das Impulsmaximum stark verbreitert erscheint. Bei Selektion eines axialen Mode stimmen beobachtete und errechnete Werte wesentlich besser überein.

Im Experiment kann die Spitzenleistung oft nicht ohne weiteres angegeben werden, weil es schwierig ist, die Dauer des Impulses zu messen. Bild (13–2a) zeigt z. B. einen symmetrischen Riesenimpuls mit 0,45 Ws Energie, dessen Impulsdauer von rund 10 ns allein durch die Zeitkonstanten des verwendeten Oszillographen (Tektronix 585) bestimmt ist. Man kann aus der Aufnahme nicht mehr entnehmen, als daß die Spitzenleistung größer als 90 MW ist. Bild (13–2b) zeigt einen in der gleichen Anordnung bei höherer Resonatorgüte gewonnenen

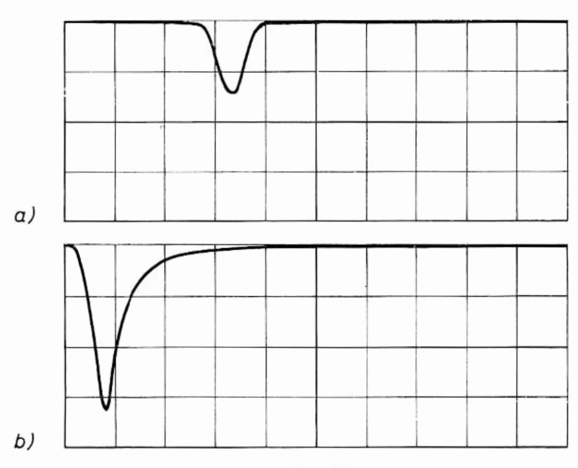


Bild 13—2 Riesenimpulse

a) symmetrischer Riesenimpuls ($t_1 \approx t_c$) 10 ns/Einheit; Spitzenleistung 100 MW

b) unsymmetrischer Riesenimpuls ($t_1 < t_c$) 20 ns/Einheit; Spitzenleistung 5 MW; Außenspiegel in großem Abstand

unsymmetrischen Impuls, dessen Abfallflanke mit der längeren Resonatorverweilzeit abfällt. Beide Impulse enthalten nur einen Mode. Analyse von Riesenimpulsen: [782, 1465, 2521, 2513].

Wir wollen kurz betrachten, welche materialbedingten Grenzen für die erreichbaren Impulsleistungen bestehen. Die gespeicherte Energie beträgt $n_2 h \nu$. Davon kann maximal die Hälfte in einem Einzelimpuls abgegeben werden. Die zur Aufrechterhaltung der Besetzung n_2 nötige Pumprate beträgt $\frac{n_2}{\tau}$. Bei gegebener Pumprate wird die Einzelimpulsenergie mit der Lebensdauer gegen spontane Emission kleiner, so daß in dieser Hinsicht Neodym-Laser mit $\tau = 0{,}13$ ms ($CaWO_4$) bis 0,7 ms (LG55-Glas) wesentlich ungünstiger sind als Rubin mit $\tau = 3$ ms.

Grundlegender ist eine andere Begrenzung. Die Inversion kann nicht beliebig hoch gesteigert werden, da irgendwann die Schwelle für Schwingungen erreicht wird oder bei deren ausreichender Unterdrückung ein Inversionsabbau durch Superstrahlung einsetzt. Bei gegebener Geometrie liegt diese Grenze bei

$$n_{00} = \frac{1}{B t_c} = \tau \frac{p_0}{t_c} = \tau \Delta \nu \left(\frac{8 \pi \nu^2}{c^3} \frac{V}{t_c} \right). \qquad (13\text{–}14)$$

Hierbei ist t_c eine fiktive, durch die Geometrie und durch die Reflexion der Oberflächen des Materials bedingte Verweilzeit.

Unabhängig von der verfügbaren Pumprate ist bei gegebener Frequenz die mögliche Inversion proportional dem Produkt $\tau \Delta \nu$ begrenzt. Die Linienbreite $\Delta \nu$ hat ihren Minimalwert, wenn nur die natürliche Linienbreite $2\pi \Delta \nu \approx \frac{1}{\tau}$ vorliegt. Dieser Fall, der für einen normalen Laseroszillator günstig wäre, ist also für einen Riesenimpuls-Laser ungünstig (s. Kap. 5). Damit eine große Energie gespeichert werden kann, muß die Linie stark verbreitert sein $2\pi \Delta \nu \gg \frac{1}{\tau}$. Im günstigsten Fall ist die Linie homogen verbreitert; dann ist es möglich, die Energie monochromatisch in einem Mode zu erzeugen. Allerdings kann bei räumlich fixierter Inversion nur etwa die Hälfte der maximal verfügbaren Energie in einem Mode emittiert werden, weil die Inversion in den Knoten des selektierten Mode stehenbleibt.

Bei gleicher Linienverbreiterung wächst die speicherbare Energie mit ν^2.

Wir stellen noch einmal (s. Kap. 5) für einige wichtige Lasermaterialien die wichtigsten Parameter zusammen:

	Rubin 300 °K	$CaWO_4:Nd^{3+}$	Neodymglas LG 55	$CaF_2:Dy^{2+}$ 77 °K	Halb-leiter	Gas
τ(s)	$3\cdot10^{-3}$	$0{,}13\cdot10^{-3}$	$0{,}7\cdot10^{-3}$	$16\cdot10^{-3}$	10^{-10}	10^{-8}
$\Delta\nu$ (s^{-1})	$2\cdot10^{11}$	10^{12}	$\sim2\cdot10^{13}$	$\sim10^{10}$	10^{13}	10^{9}
$2\pi\Delta\nu\tau$	$4\cdot10^{9}$	10^{9}	10^{11}	10^{9}	$6\cdot10^{3}$	70
λ (μm)	0,694	1,06	1,06	2,3	$\sim$ 0,84	0,63

Von den bekannten Materialien hat nur Neodymglas einen größeren Faktor $2\pi\Delta\nu\tau$ als Rubin; allerdings ist hier die Verbreiterung inhomogen, so daß es nicht möglich ist, die gespeicherte Energie in einem Mode abzuberufen. Man erkennt, daß es im Extremfall ungünstig ist, Rubin tief zu kühlen, da dabei $\Delta\nu$ klein wird. Bei den üblichen Stablängen von 5—7 cm tritt eine merklich direkte (ohne Reflexion am Stabumfang gerechnete) Superstrahlung allerdings erst erheblich unter Zimmertemperatur auf.

Besonders ungeeignet für die Erzeugung von Riesenimpulsen sind Gas-Laser, da bei ihnen ein kleiner Wert von $2\pi\Delta\nu\tau$ mit inhomogener Linienverbreiterung verbunden ist. Günstiger erscheinen die Möglichkeiten bei Halbleiter-Lasern. Allerdings müßte man hier extrem schnelle Schalter mit Schaltzeiten $< 10^{-10}$s verwenden, da die Anstiegszeit des Riesenimpulses klein gegen τ sein muß. Wegen der sehr geringen Baulänge von Halbleiter-Lasern ließe sich diese zweite Forderung leicht erreichen. Mit $l = 0{,}1$ cm, $R = 0{,}9$; $V/V_0 = 5$ wird $t_1 = 5\cdot10^{-13}$s. Es sind also äußerst kurze Impulse möglich, wenn man die Schaltung des Resonators beherrscht. Trotz der geringen gespeicherten Energie E, die bei 1000 A Pumpstrom in der Größenordnung von $10^{12}h\nu$ liegt, wäre die erreichbare Spitzenleistung $\frac{E}{t_1} \approx 2\cdot10^{24}h\nu\,s^{-1}$ sehr hoch ($\sim 10^5$ Watt; $\lambda = 1$ μm.)

Wie der Faktor V/t_c in Gl. (13—14) zeigt, ist es für einen Riesenimpuls-Laser ungünstig, dem Material die Form eines langen Stabes zu geben, sobald die gespeicherte Energie durch Superstrahlung begrenzt wird. In diesem Fall ist t_c näherungsweise proportional zur Stablänge und zu einem Faktor, der Reflexionen an den Oberflächen berücksichtigt. Günstiger ist eine die Kugelform annähernde Geometrie, etwa ein kurzer, dicker Zylinder.

Wenn man das Problem einer geeigneten Beleuchtungseinrichtung löst, dann kann man bei kurzen Rubinen die Verstärkung pro Durchgang für eine gegebene Materiallänge durch Temperaturerniedrigung ausreichend steigern und den Faktor V/V_0 stark anheben. Man erreicht so, bei kürzester Impulsdauer durch hohe Auskopplung, eine nahezu

vollständige Ausnutzung der gespeicherten Inversion. Weitere Vorteile kurzer, dicker Stäbe gegenüber längeren Stäben von gleichem Volumen sind der geringere Energiefluß pro Flächeneinheit, der für die Materialzerstörung maßgeblich ist, sowie die kürzere Resonatorverweilzeit bei vergleichbarer Auskopplung.

Wichtiger als die Begrenzung der gespeicherten Inversion durch Superstrahlung im einfachen Durchgang ist für kurze Stäbe aus Rubin oder $CaW0_4:Nd^{3+}$ bei Zimmertemperatur das Auftreten parasitärer Schwingungen sowie die Erhöhung der Superstrahlung durch Reflexionen am Stabumfang. Dabei sind vor allem Moden wichtig, die unter Totalreflexion an der Zylinderwand polierter Stäbe umlaufen. Solche Schwingungen sind oft nur schwer zu erkennen, da ihre Abstrahlleistung in Richtung der Resonatorachse um 3 bis 4 Zehnerpotenzen unter der normalen Laseremission liegen kann. Sie lassen sich durch Aufrauhen der Umfangsfläche unterdrücken; durch die diffuse Rückstreuung an diesen Flächen bleibt jedoch ein Inversionsabbau. Besser ist eine Anpassung des Materials an die Umgebung durch eine genau im Brechungsindex eingestellte Immersionsflüssigkeit oder durch die Verwendung ummantelter Stäbe mit $r_a > \mu \nu_i$.

Bild (13—3) zeigt als Beispiel für unerwünschte Schwingungen die Emission eines kleinen ummantelten Rubins, bei dem diese Bedingung nicht genau erfüllt war ($r_a = 0{,}96\, r_i \mu$). Der Stab hatte 1,4 mm Innendurchmesser bei 25 mm Länge und wurde mit vergüteten Endflächen bei 20 °C mit vierfacher Schwellenergie gepumpt. Die Ringmoden sind an der charakteristischen, stark gedämpften und hier aperiodischen Relaxationsschwingung erkennbar, die der Fluoreszenz und dem Pumplicht überlagert ist.

Bei normalen Rubinstäben treten totalreflektierte Moden erst weit oberhalb der Schwellinversion der Stabmitte auf, weil die Absorption

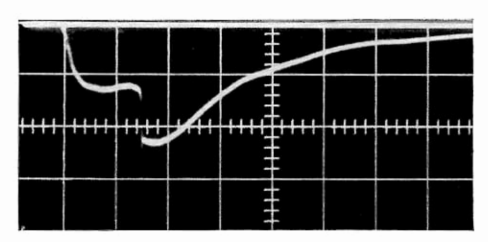


Bild 13—3 Abbau der Inversion durch unerwünschte Ringmoden. Emission eines unverspiegelten ummantelten Rubin mit $\frac{r_a}{r_i} < \mu$; 1,4 mm Kerndurchmesser, 25 mm lang; 20 °C; 50 µs/Einheit; 150 Ws Pumpenergie

der noch nicht invertierten Randbereiche ihr Entstehen zunächst verhindert. Bei Vier-Niveau-Materialien können sie dagegen schon bei schwacher Inversion der Stabmitte entstehen und das Anwachsen der Inversion bei niedrigen Werten stoppen. Beispiele hierfür haben wir in den Kapiteln 8 und 12 beschrieben.

Wir hatten die Schwellbedingungen für einen Riesenimpuls-Laser Gl. (13–1, 13–2) so formuliert, daß wir die Schaltfunktion als neues Element einführten. Es ist danach auch möglich, ohne besonderen Schalter die Verstärkung des Lasermaterials bei konstanter Inversion zunächst durch Kunstgriffe niedrig zu halten und dann plötzlich zu erhöhen. Dies ist praktisch durch eine Änderung der Linienbreite oder durch eine Änderung der Entartung des Laserniveaus möglich. Den ersten Effekt erreicht man durch Zeemann- oder Starkeffekt in inhomogenen magnetischen oder elektrischen Feldern, den zweiten in entsprechenden homogenen Feldern [81, 1070, 1242, 1336].

Diese Methoden haben für Riesenimpuls-Laser keine praktische Bedeutung, da wegen der Kleinheit der Effekte große Feldstärken nötig sind und die Umschaltung nur relativ langsam möglich ist.

Mit einem periodischen Schalter im Laser-Resonator kann eine periodische Folge von Einzelimpulsen erzeugt werden. Dabei ist die verfügbare Impulsenergie etwa proportional zum Impulsabstand, der höchstens gleich der natürlichen Relaxationsperiode nach einem Riesenimpuls sein darf, damit die Emission nicht durch die normalen Relaxationsschwingungen gestört wird. Man bezeichnet verallgemeinernd alle Schaltmaßnahmen in einem Laser-Resonator als ,,Güte“schalter, weil durch sie die Güte des Resonators oder des Materials beeinflußt wird. Entsprechend bezeichnet man die Modulation als Gütemodulation und die Anordnungen zur Erzeugung von Riesenimpulsen auch als ,,Q-(quality)switch-Laser“.

Wegen der starken Nichtlinearität bei der einfachen Gütemodulation ist sie weniger für eine lineare Modulation als für die Erzeugung einer periodischen Impulsfolge geeignet. Gegenüber der Erregung periodischer Relaxationsimpulse in Multimoderesonatoren hat die Methode den Vorteil, daß die Impulsperiode oberhalb einer unteren Grenze frei wählbar ist und daß die Regelmäßigkeit der Impulse mit einer Selektion weniger Moden verbunden werden kann.

Bei Lasern, die im stabilen Dauerstrich emittieren, ist mit der Gütemodulation eine lineare Modulation des Ausgangssignals sinnvoll. Hier kann auch eine Modulation des Lasermaterials, wegen der im normalen

Laserbetrieb nur kleinen zur Modulation der Quantenzahl nötigen Güteänderung, vorteilhaft sein. Besonders geeignet sind Materialien mit geringer Linienbreite wie $CaF_2:Tm^{2+}$ und $CaF_2:Dy^{2+}$, bei denen mit niedrigen Magnetfeldern eine Modulation der Emission erreicht werden konnte, die allerdings durch Relaxationsschwingungen stark gestört ist [1335, 1336].

13.2. Riesenimpuls-Laser mit langsamen Schaltern

Wir hatten für die Abschätzung der Impulsform bei Lasern mit Einzelimpulssteuerung vorausgesetzt, daß die Umschaltung von T_0 auf T so schnell vor sich geht, daß das Einschwingverhalten durch die zeitliche Änderung der Transmission während des Schaltvorgangs nicht beeinflußt wird. Die Schaltzeit muß im idealen Fall in der Größenordnung von t_1 bleiben, bei einer für kurze Impulse dimensionierten Anordnung also im Nanosekundenbereich. Geeignete einfache, schnelle Schalter stehen erst seit kurzer Zeit in Form von elektrooptischen Schaltern und von sättigbaren Absorptionsschaltern zur Verfügung, und es wurden daher auch zahlreiche Methoden zur Schaltung des Resonators erprobt, bei denen die Schaltzeit groß gegen t_1 ist. Wir werden die üblichen „langsamen" Schalter weiter unten kurz beschreiben und wollen zunächst den Einfluß eines langsamen Schaltvorganges auf die Ausbildung des Riesenimpulses betrachten.

Bei zeitlich veränderlicher Transmission muß man die entsprechenden Bilanzgleichungen numerisch untersuchen. In Bild (13–4) ist eine Lösung für typische Fälle aufgezeichnet [2149]. Die oberste Kurve zeigt den angenommenen Verlauf der Schaltertransmission, die mittlere den der Inversion und die unterste im logarithmischen Maßstab die Quantenzahl im Resonator.

Bei schneller Schaltzeit wird nahezu die gesamte Inversion abgebaut. Der Impuls steigt in Übereinstimmung mit der Näherungsrechnung exponentiell mit t_1 an und fällt wieder exponentiell mit t_c ab. Sobald die Schaltzeit die Größenordnung der Anstiegszeit t_1 überschreitet, wächst die Quantenzahl langsamer an, der Impuls wird breiter und ist nicht mehr durch exponentielle Flanken gekennzeichnet. Der Abfall der Inversion wird flacher; die emittierte Impulsenergie ist entsprechend niedriger (dies wird bei der logarithmischen Darstellung nicht so deutlich). Wenn die Schaltzeit schließlich in die

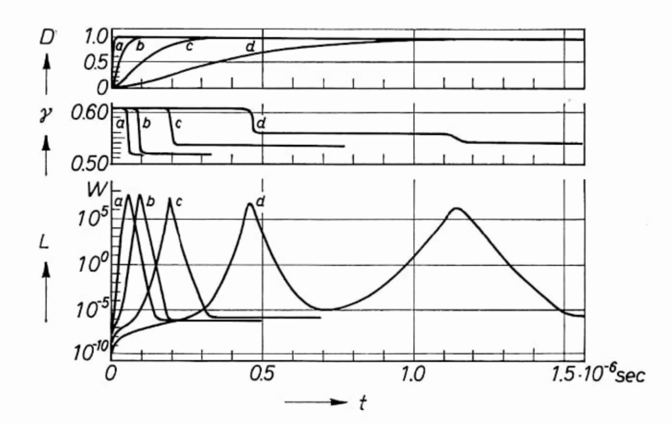


Bild 13—4 Lösungen der Bilanzgleichungen für langsame Schalter (nach G. SCHAAK [2149]) D zeitlicher Verlauf der Schaltertransmission; γ Inversion; L Leistung des Laserstrahls. Bei dem Beispiel d) bildet sich ein Doppelimpuls aus.

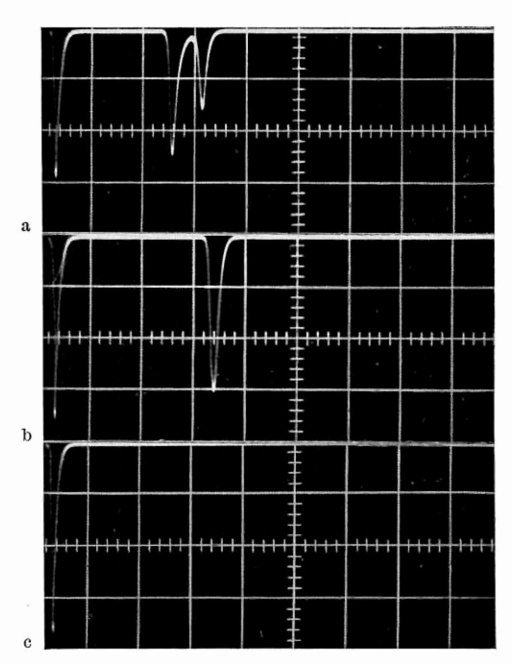


Bild 13—5 Riesenimpulse einer Drehspiegel-Anordnung mit wachsender Schaltgeschwindigkeit (a—c). Rubin bei 10 °C; 0,5 µs/Einheit; Bild c) Amplitude × 2

Größenordnung der gesamten Impulslänge kommt, bilden sich mehrere Riesenimpulse vergleichbarer Spitzenleistung aus.

Langsame Schalter führen zu einer niedrigen Impulsenergie, zu langen Impulsen mit entsprechend kleiner Spitzenleistung und schließlich zu Mehrfachimpulsen.

Bild (13—5) zeigt die Emission eines Lasers mit einem langsamen Schalter (Drehspiegel, siehe unten). In Bild (13—5a) entstehen bei einer Umdrehungszahl des Spiegels von 3000 U/Min 3 Riesenimpulse; in Bild (13—5c) tritt bei 20000 U/Min nur noch ein Impuls auf. Die Impulse sind relativ lang mit rund 100 ns Breite; die Spitzenleistung liegt bei einigen hundert Kilowatt. Jeder Impuls enthält rund 100 axiale Moden.

Wir beschreiben kurz die wichtigsten langsamen Schalter:

a) Drehspiegel

Bild (13—6) zeigt die sehr einfache und viel verwendete Anordnung mit einem rotierenden Reflektor als Schalter. Die Zündung der Blitzlampe wird mit der Stellung des Spiegels synchronisiert, so daß der Spiegel im Augenblick maximaler Inversion parallel zu dem zweiten Reflektor steht. Als Abtaster eignen sich optische Meßstrecken mit einer Lichtquelle und einer Photozelle; der Steuerstrahl wird entweder von dem Spiegel selbst reflektiert, oder er wird durch eine mit dem Spiegel gekoppelte Lochscheibe gesteuert. Auch magnetische Fühler aus einer ruhenden Induktionsspule und einem Magneten auf dem Läufer werden oft verwendet. Durch eine Drehung des Abtasters um die Motorachse kann die Verzögerungszeit zwischen Blitzzündung und Parallelstellung kontinuierlich geregelt werden.

Mit Synchronläufern von 3000 Umdrehungen pro Minute stellt die Anordnung einen sehr langsamen Schalter dar, und man erhält bei höherer Pumpenergie Mehrfachimpulse. Bereits mit 10000 U/Minute entsteht nur noch ein Impuls, der bei 24000 U/Minute nur noch unwesentlich kürzer wird. Mit Turbinen, wie sie für die Zahntechnik üblich sind, erreicht man 100000 U/Minute, mit heliumgetriebenen Spezialturbinen 200000 U/Minute. Turbinen können allerdings nur kleine Spiegel antreiben und haben oft eine inkonstante Tourenzahl, so daß ein einfacher, schneller Elektromotor in der Regel vorzuziehen ist.

Der Resonator mit zwei ebenen Spiegeln nach Bild (13—6a) erfordert eine genaue Justierung, weshalb man praktisch ausschließlich einen

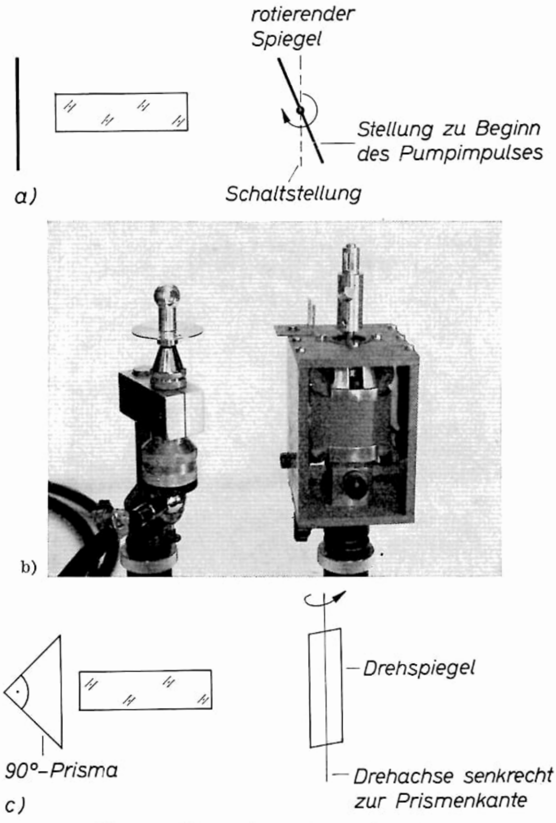


Bild 13—6 Schema einer Drehspiegelanordnung

a) bei 2 ebenen Spiegeln ist die Justierung sehr kritisch.
b) Drehspiegel auf Turbine und auf Elektromotor; Lochscheibe und Hilfsspiegel zur Synchronisierung.
c) Mit einem 90°-Prisma als einem der Reflektoren wird die Justierung des Drehspiegels unkritisch.

aus einem 90°-Prisma und einem ebenen Spiegel gebildeten Resonator verwendet (Bild 13–6c). Wenn die Rotationsachse senkrecht zur 90°-Kante des Prismas steht, ist nur eine rohe Justierung nötig. Zur Vermeidung eines zweiten Strahls sollte die Hypothenusenfläche vergütet sein. Als Material für das Prisma ist Quarzglas oder BK7 geeignet. Im allgemeinen ist es bequemer, den ebenen Spiegel rotieren zu lassen; jedoch kann die Anordnung des Läufers die Auskopplung durch den rotierenden Spiegel verbieten, so daß in diesem Fall das Prisma rotieren muß.

Unangenehm ist bei Schaltern mit rotierenden Reflektoren die mechanische Vibration und die Geräuschentwicklung der Motoren.

Bei kleinen Rubin-Lasern kann man mit Drehspiegeln Leistungen von einigen MW erreichen bei Impulsenergien von typischerweise 50 bis 100 mWs und Impulslängen von 50 bis 100 ns. Die Steigerung der Impulsleistung gegenüber den Relaxationsspitzen im normalen Betrieb bei gleicher Pumpleistung ist etwa 20- bis 50fach.

Eine wesentliche Verbesserung der Schaltzeit ist möglich, wenn in den Resonator zusätzlich richtungsselektive Elemente eingebracht werden, die den rückkoppelnden Winkelbereich verkleinern. Hierfür wurden Lummer-Gehrcke-Platten verwendet [565].

b) Rotierende Blende

Ein besonders einfacher, aber auch extrem langsamer Schalter ist eine rotierende Blende im Resonator (Bild 13–7a) [493, 494]. Die Schaltgeschwindigkeit kann durch Fokussierung auf eine Lochblende erhöht werden (Bild 13–7b) [182].

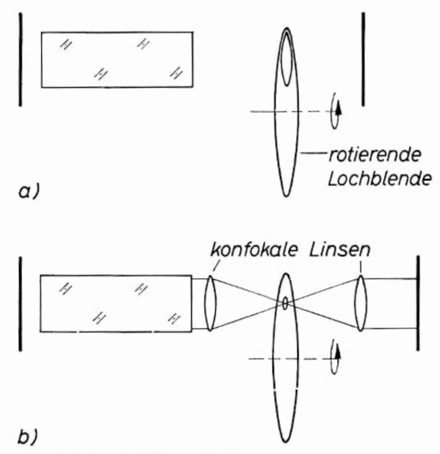


Bild 13—7 Rotierende Lochblende als Schalter

a) einfache Blende
b) Erhöhung der Schaltgeschwindigkeit (und der transversalen Modenselektion) durch Fckussieren

c) Unterdrückte Totalreflexion

Bild (13–8) zeigt einen Laser-Resonator mit einem 90°-Prisma als Reflektor. An eine Kathodenfläche wird ein Dielektrikum auf Bruch-

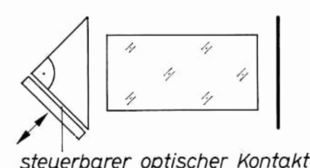


Bild 13—8 Güteschalter mit Unterdrückung der Totalreflexion durch Tunneleffekt

teile einer Wellenlänge angenähert und die Totalreflexion so unterdrückt (Tunneleffekt). Durch Vergrößern des Abstandes auf einige Wellenlängen wird die Totalreflexion wiederhergestellt. Bei den bekannten Anordnungen wird ein zweites Prisma mit einem piezoelektrischen Wandler bewegt [228].

d) Ultraschall-Verschlüsse

Bei Durchgang durch eine Flüssigkeitszelle, in der eine stehende Ultraschallwelle mit Knotenabständen in der Größenordnung λ angeregt ist, wird Licht wie an einem Gitter gebeugt. Die Ablenkung ist zeitlich periodisch. Wenn man schräg zur Richtung der ersten Gitterordnung einen der Resonatorspiegel aufstellt (Bild 13—9), dann wirkt die Ultra-

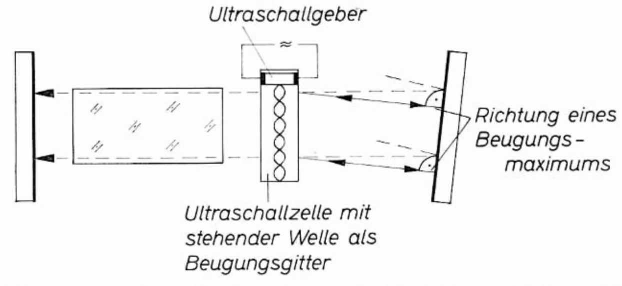


Bild 13—9 Beugung an einer stehenden Ultraschallwelle als Schalter. Für eine periodische Gütemodulation können die beiden Spiegel parallel justiert werden; die gezeichnete Anordnung ist günstiger für Einzelimpulssteuerung.

schallzelle als Schalter des Resonators. Die Anordnung wurde in vielfältiger Abwandlung zur Einzelimpulssteuerung und insbesondere zur periodischen Modulation von Lasern verwendet [605, 609, 610, 611].

e) Zerstörung dämpfender Filme

In den Resonator wird eine absorbierende oder reflektierende dünne Schicht gebracht, z. B. ein Metallfilm auf einer Glasunterlage oder Kohlepapier, in das man einige kleine Löcher sticht. Die ansteigende normale Laseremission verdampft das Material, so daß die Transmission plötzlich erhöht bzw. die Beugungsverluste erniedrigt werden.

Die primitive Anordnung kann bei geschickter Handhabung sehr wirkungsvoll sein; in einem Fall wurden dabei Zerstörungen in einem Rubinkristall beobachtet (F. Hillenkamp, unveröffentlicht). Wie in Bild (13—7b) wird die Empfindlichkeit durch Fokussieren im Resonator erhöht [943, 1665].

f) Faraday-Dreher

In Bild (13—10) befindet sich im Resonator ein Faradaydreher, z. B. ein Stab aus Schwer-Bleiglas, das in dem homogenen Magnetfeld eines Solenoid die Polarisationsebene beim doppelten Durchlauf um 90° dreht. Ein entsprechend orientierter Analysator sperrt bei dieser

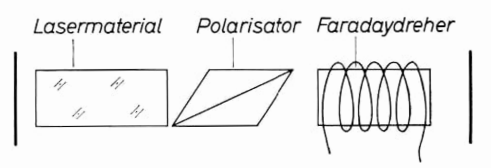


Bild 13—10 Faradaydreher als Schalter

Drehung den Resonator; als Analysator kann die Polarisationsabhängigkeit des Lasermaterials (90°-Rubin) selbst ausgenützt werden. Bei Abschaltung des Magnetfeldes wird der Resonator geöffnet. Da es schwer ist, das Magnetfeld schnell abzubauen, ist die Anordnung wenig praktikabel [1070].

g) Steuerung des Lasermaterials

Durch Abschalten eines auf das Material einwirkenden inhomogenen Magnetfeldes kann eine gewisse Erhöhung der Impulsleistung erreicht werden [1797]. Weitere Möglichkeiten ergeben die übrigen bereits genannten Methoden der Linienverbreiterung sowie Verbiegungen des Lasermaterials oder die Erregung stehender akustischer Wellen in dem Lasermaterial [573].

h) Steuerung der Reflexion von Halbleitern

Wenn man als Reflektor eine polierte Platte aus einem Halbleitermaterial, z. B. aus InSb, verwendet, dann wird im Anstieg der normalen Laseremission durch Photoeffekt die freie Elektronendichte im

Halbleiter und damit die Reflexion der Oberfläche bis zum doppelten Anfangswert (40 % auf 90 %) erhöht [255, 2305]. Je nach den Betriebsbedingungen kann die so erreichte Schaltfunktion langsam oder auch relativ schnell sein. Mit Spiegeln aus Ge oder InSb wurden Riesenimpulse in Neodymglas-Lasern erzeugt.

Die reflektierende Oberfläche wird durch die stimulierte Emission zerstört.

Prinzipiell wäre es denkbar, die Reflexion von Halbleitern durch Stromdurchfluß zu steuern.

Man unterscheidet allgemein zwischen passiven und aktiven Schaltern. Bei passiven Schaltern setzt mit ansteigender Inversion der Riesenimpuls zu dem Zeitpunkt t_s ein, in dem gilt:

$$R V(t_s)\, T_0 \approx 1. \tag{13–15}$$

Die normal einsetzende Emission schaltet T_0 auf den höheren Wert T. Der Zeitpunkt t_s kann durch Änderung der Pumpleistungskurve gegen den Zeitpunkt der Blitzlampenzündung verschoben werden. Die im Material gespeicherte Inversion ist bei Beginn des Riesenimpulses eine Konstante; seine Energie ist daher ebenfalls konstant und läßt sich nur durch Änderung von $R\, T_0$ variieren. Zu den passiven Schaltern gehören die Anordnungen e) und h).

Bei den aktiven Schaltern a) b) c) f) g) kann der Beginn des Laserimpulses innerhalb des Pumpimpulses willkürlich verschoben werden. Der Impuls kann mit einem äußeren Ereignis synchronisiert werden. Allerdings ist dies bei den Methoden mit rotierenden Elementen nur beschränkt möglich, weil die Blitzauslösung mit dem äußeren Signal verknüpft werden muß, während der Zeitpunkt der Emission durch die Drehung des Spiegels festgelegt ist. Bei allen aktiven Schaltern ist die Inversion vom Triggerzeitpunkt abhängig, so daß die Impulsenergie eine weniger wohldefinierte Größe ist als bei den passiven Methoden.

Die höchste Impulsenergie wird erreicht, wenn der Schalter im Maximum der Inversion geöffnet wird. Der optimale Zeitpunkt kann nach Gl. (12–1) aus der Pumpleistungskurve ermittelt werden, wobei zu berücksichtigen ist, daß in großen Rubinen bei hoher Inversion τ merklich durch Superstrahlung verkürzt ist.

Die genannten aktiven Schalter sind grundsätzlich alle auch zur Modulation von Lasern verwendbar, wobei mit den rotierenden Elementen nur eine periodische Modulation möglich ist.

13.3. Schnelle Polarisationsschalter

Schnelle Polarisationsschalter erhält man, wenn zur Steuerung der Polarisationsebene elektrische Felder benutzt werden wie beim Kerreffekt oder beim Pockelseffekt. Im Gegensatz zum Faradayeffekt ist hier die in der Schaltzelle gespeicherte Feldenergie gering, so daß eine Umschaltzeit im Nanosekundenbereich erreicht werden kann.

Bild (13–11) zeigt die prinzipielle Anordnung. Im Resonator befindet sich eine Zelle mit elektrisch doppelbrechendem Material, die bei Anlegen der Steuerspannung im Doppeldurchlauf die Polarisationsebene um 90° dreht. Ein Polarisator-Analysator bildet zusam-

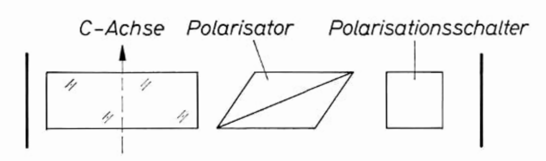


Bild 13—11 Kerrzelle als Schalter. Die Zelle wirkt als steuerbares $\lambda/4$-Plättchen. Im einfachen Durchlauf wird linear polarisiertes Licht zirkular polarisiert. Bei der Reflexion am Spiegel kehrt sich der zirkulare Polarisationssinn um. Im zweiten Durchlauf der Kerrzelle wird das Licht wieder linear polarisiert, und zwar senkrecht zu dem einfallenden Licht, so daß es jetzt am Analysator reflektiert wird.

men mit der Zelle den Lichtverschluß des Resonators. Bei der üblichen Ausführung liegt an der Kerrzelle eine dauernde Signalspannung, so daß die Polarisationsebene um 90° gedreht wird: der Schalter ist zu. Zum Öffnen wird die Spannung der Kerrzelle kurzzeitig, z. B. durch eine gesteuerte Funkenstrecke oder durch ein Thyratron, kurzgeschlossen. In der Praxis führt man die Vorspannung als Impuls mit der ungefähren Länge des Pumpimpulses zu, damit die Belastung der Zelle durch Stromfluß klein bleibt.

Der Polarisator kann durch die Anisotropie des Lasermaterials, also z. B. durch Verwendung eines 90°-Rubins, ersetzt werden. Dies geht bis zu der Inversion, bei der die nun nur bei jedem zweiten Durchlauf wirksame Verstärkung die Schwelle erreicht. Als Polarisatoren können Nicolsche-, Wollastonsche- oder Glan-Thompsonsche Prismen ohne Kittung nur bis zu mäßig hohen Leistungen verwendet werden. Für höchste Impulsleistungen sind Polarisatoren mit Plattensätzen unter dem Brewsterschen Winkel vorzuziehen (Bild 13–12) [2549].

Polarisationsdreher mit elektrooptischen Kristallen wie KDP oder ADP (Kaliumdihydrogenphosphat, Ammoniumdihydrogenphosphat) haben den Vorteil, daß die Steuerspannung für eine 90°-Drehung

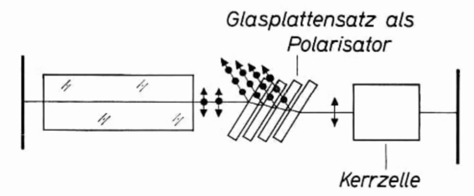


Bild 13—12 Glasplattensatz als hochbelastbarer Polarisator-Analysator

beim zweimaligen Durchgang relativ niedrig ist. Sie beträgt je nach der Elektrodenanordnung und dem speziellen Material etwa 5 bis 12 kV beim üblichen longitudinalen Effekt, bei dem die Steuerspannung von der Kristallänge unabhängig ist. Der Kristall ist dabei mit seiner z-Achse in der Resonatorachse orientiert, und die Elektroden, die senkrecht zur z-Achse auf den Stirnflächen aufgebracht werden, müssen für das Licht durchsichtig sein (Drahtgitter, leitfähige Zinnoxydschichten; wegen der Belastung werden meist massive, aufgedampfte Elektroden mit einer Bohrung für den Laserstrahl verwendet). Beim transversalen Effekt kann die Steuerspannung durch Wahl eines hohen Verhältnisses von Kristallänge zu -höhe verringert werden [2559]. Die z-Achse steht dabei senkrecht zum Laserstrahl; die Endflächen sind frei. Allerdings bringt die größere Baulänge einen stärkeren Einfluß der Kristallfehler und eine höhere Kapazität der Zelle mit sich, und die natürliche Doppelbrechung muß kompensiert werden. Der lineare Pockelseffekt wird besonders zur linearen Modulation (innere Modulation) und zur periodischen Modulation der Laseremission bei niedriger Leistung verwendet, wo kleine Drehungen der Polarisationsebene und damit Steuerspannungen von ~100 V zur Modulation der Laseremission ausreichen [965, 974]. Für Riesenimpulse werden Kristallzellen nur selten verwendet, da sie durch die Laserstrahlung zerstört werden. Im Experiment wurden mit großen Rubinen Impulszeiten von 10 ns und Spitzenleistungen von einigen 100 MW erreicht.

Wegen der höheren Belastbarkeit und einfacheren Handhabung verwendet man meist den quadratischen Kerreffekt in Nitrobenzol für Riesenimpuls-Laser mit Polarisationsschalter. Die Steuerspannung ist bei diesem transversalen Effekt abhängig von der Öffnung der Zelle und beträgt typischerweise 20 bis 35 kV. Da fertige Geräte einschließlich der Impulsgeneratoren handelsüblich sind, bedeutet die höhere Steuerspannung für den Anwender keinen wesentlichen Nachteil gegenüber Kristallzellen. Vorteile von Kerrzellen sind außer der höheren Belastbarkeit ihre optische Isotropie und Homogenität. Damit die

Kerrzelle als $\lambda/4$-Schalter wirkt, wird das Steuerfeld unter 45° zur Polarisationsrichtung angeordnet.

Das verwendete Nitrobenzol muß extrem rein sein, wenn man mit einer Vorspannung an der Zelle arbeiten will. Störend kann bei Flüssigkeitskerrzellen die bei hoher Leistung auftretende stimulierte Ramanstreuung sein, die zu Nebenlinien führt und einen Teil der Energie verbraucht [2611, 2612].

Mit Kerrzellen als Schaltern und Glasplattensätzen als Polarisatoren können in Rubin-Lasern einiger cm^3 Materialvolumen Impulse bis 50 MW bei typischen Impulsbreiten von 20 bis 30 ns erzeugt werden.

Bei diesen Leistungen treten teilweise bereits Materialschäden im Rubin auf, besonders dann, wenn die Auskopplung ungünstig niedrig gewählt wird.

13.4. Sättigbare Absorber als schnelle Schalter

a) Sättigbare Farbstoffe

Der einfachste und zugleich wirkungsvollste schnelle Schalter für Laser-Oszillatoren ist ein sättigbarer Absorber. Wir bringen nach Bild (13—13) in den Laser-Resonator ein absorbierendes Material ein, dessen Transmission vom Lichtfluß abhängig ist. Die Transmission T_0

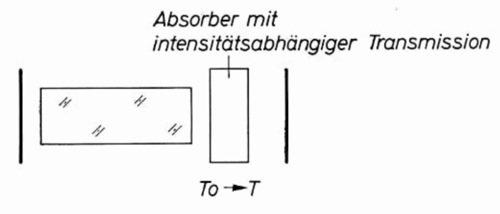


Bild 13—13 Schema eines passiven Schalters mit reversibel sättigbarer Absorption oder irreversibel bei hohem Lichtfluß zunehmender Transmission

bei verschwindend kleinem Lichtfluß wählen wir so gering, daß der Laser-Resonator im Zeitpunkt höchster Inversion t_s gerade die Schwelle erreicht:

$$RV(t_s)\, T_0 \approx 1. \qquad (13\text{–}15')$$

Bei einer Reihe von Substanzen wächst unter dem Einfluß der ansteigenden Quantenzahl im Resonator die Transmission in Nanosekunden von T_0 auf 1 an, so daß gilt ($t = t_s + \varepsilon \approx t_s$):

$$RV(t_s) \cdot 1 \gg 1. \tag{13–16}$$

Ein solcher passiver Absorptionsschalter ist extrem schnell und praktisch verlustfrei, so daß damit kürzere Impulse und höhere Impulsenergien als mit allen anderen Schaltmethoden erreicht werden können. Wir werden daher diese Möglichkeit ausführlich diskutieren, zumal sie bisher weniger bekannt ist [347, 910, 1233, 1661, 1662, 1721, 2077, 2151, 2294, 2296, 2312]

Wir beschreiben zunächst kurz zwei Verfahren, die geringere praktische Bedeutung haben, da bei ihnen ohne besondere Vorsichtsmaßnahmen der Absorber zerstört wird.

i) Als sättigbarer Absorber wird eine dünne Farbschicht auf einem Glasträger verwendet. Der Farbstoff verliert bei Belichtung seine Absorption und wird transparent; der Mechanismus ist noch nicht geklärt. Die Folie wird in jedem Impuls zerstört [1661, 1662].

ii) Eine Farbglasscheibe mit Absorption bei der Laserwellenlänge wird als Schalter benutzt [347]. Brauchbare Ergebnisse liefern Anlaufgläser, z. B. für Rubin RG 8 (Schott) in Stärken von 0,2 bis 0,5 mm. Der Sättigungsmechanismus ist auch hier nicht geklärt. Bei Uranglas Corning 3–79 [567], das ebenfalls als sättigbarer Absorber verwendet werden kann, handelt es sich wie bei den weiter unten zu besprechenden Farbstofflösungen um Sättigung durch optisches Pumpen. Da der Absorptionsterm in Uranglas nicht der Grundzustand ist, muß er erst mit einer Blitzlampe optisch gepumpt werden, bevor das Glas die Rubinlinie absorbiert. Dies kann den Vorteil einer steuerbaren Absorption bieten. Schalter mit Gläsern haben den Nachteil, daß ihre Oberfläche bei hoher Leistungsdichte zerstört wird. Der Sättigungsprozeß selbst ist im Gegensatz zu i) reversibel. Impulslängen von 30 ns und Leistungen von 50 MW wurden erreicht [347].

Günstiger als Gläser oder dünne Farbschichten sind Lösungen organischer Farbstoffe, die als passive reversible Schalter keine Zerstörung bei hohen Leistungen zeigen. Der Farbstoff wird dabei in sehr geringer Konzentration von typischerweise 10^{-6} bis 10^{-5} g/cm³ in einer Küvette in den Resonator eingebracht. Die Anfangstransmission muß gleich $T_0 = \frac{1}{RV_{\max}}$ sein, also für Rubin-Laser zwischen 10 % und 80 % bei Zimmertemperatur. Bild (13–14) zeigt eine geeignete Küvette aus Quarzglas. Die 5 mm dicken Endplatten von 20 mm $\varnothing$ sind beidseitig auf $\lambda/5$ eben und auf 5 Sekunden parallel. Sie wurden auf 5 Sekunden

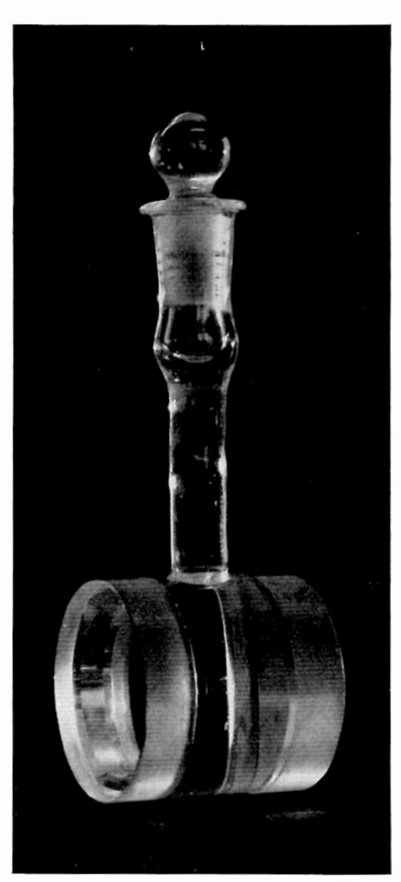


Bild 13—14 Küvette für Absorptionsschalter (Heraeus-Quarzschmelze)

parallel an den Zylinder angesprengt. Die außenliegenden Flächen sind vergütet. Wenn man Störungen des Resonators in Kauf nimmt, kann jede beliebige Küvette ohne Anforderung an die Oberflächen verwendet werden.

Bild (13—15) zeigt die Emission eines Rubin-Lasers mit wachsender Anfangsabsorption der Schaltzelle bei konstanter Pumpenergie. Als Farbstoff wurde Sudanschwarz B in Aethanol verwendet; Bild (13—15a) zeigt die normale Emission des ebenen Lasers. Die Leistung in den Relaxationsspitzen beträgt 5 kW; die Schaltzelle enthält reines Aethanol. Bei der Aufnahme von Bild (13—15b) enthält die Lösung eine so geringe Spur des Farbstoffes, daß visuell keine Färbung er-

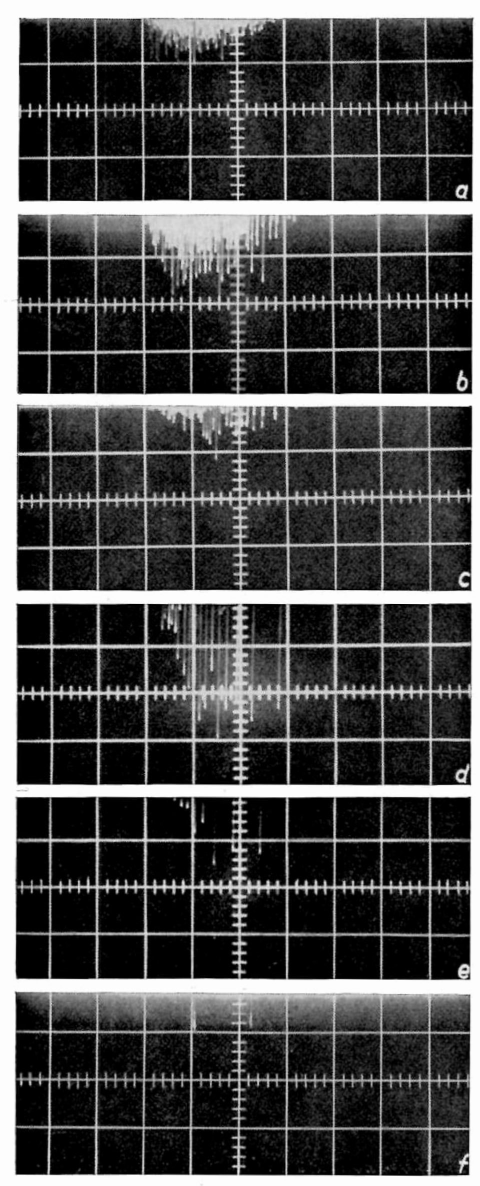


Bild 13—15 Emission eines ebenen Rubinlasers mit Absorptionsschalter für zunehmende Anfangsabsorption der Schaltzelle (nach RÖSS [2077]); 20 °C; 190 Ws; 100 μs/Einheit

	a	b	c	d	e	f
Amplitude	× 1	× 1	× 10	× 10	× 100	× 400

kennbar ist. Die Impulshöhe ist doppelt so hoch wie in Bild (13—15a). Mit wachsender Anfangsabsorption (c—e) wird die Impulsleistung schnell größer, die Zahl der Impulse nimmt ab, und die Impulse werden quasiperiodisch. Bei genügend hoher Anfangsabsorption entsteht nur noch ein Impuls, dessen Amplitude 400fach auf 2 MW gegenüber dem einfachen Laser überhöht ist. Die Färbung der Lösung ist dabei schwach blau, während die konzentrierte Lösung des Farbstoffes tiefschwarz ist.

Mit wachsender Impulshöhe werden die Impulse immer kürzer; in unserem Beispiel verringert sich die Impulslänge von 200 ns auf 30 ns. Dadurch werden sie auf dem Oszillographen schlechter erkennbar und können nur noch undeutlich photographisch festgehalten werden. Die hier gezeigten Aufnahmen von Einzelimpulsen bei hoher Leistung sind durchweg retuschiert, um eine Kopie zu ermöglichen.

Zum Nachweis der Riesenimpulse eignen sich schnelle Multiplier nur noch bedingt, da z. B. für die viel verwendete Type RCA 7102 die Zeitkonstante bei Abschluß mit 50 Ω etwa 10 ns beträgt. Für sehr kurze Impulse sind schnelle Halbleiterphotodioden (Philco L 4501) geeignet mit Grenzfrequenzen oberhalb 1 GHz. Ein besonderer Vorteil der Halbleiterdioden ist, daß sie kurzzeitig mit hohen Strömen belastet werden können, so daß auch bei einer Anpassung an 50 Ω Signale der Größenordnung 1 V zur Verfügung stehen.

b) Mechanismus der Sättigung

Wie die Aufnahmereihe in Bild (13—15) zeigt, ist der Sättigungsprozeß reversibel. Nach dem ersten Riesenimpuls geht die Absorption wieder auf den Anfangswert hoch. Sobald die Inversion erneut den Schwellwert nach Gleichung (13—15′) erreicht hat, bildet sich ein zweiter Riesenimpuls aus u.s.f. Wenn man nur einen Riesenimpuls erzeugen will, dann muß die Pumpkurve so geformt werden bzw. T_0 so eingestellt werden, daß die nach dem Impuls noch zur Verfügung stehende Pumpenergie nicht mehr ausreicht, um das Material wieder bis zur Schwelle zu invertieren. Günstig ist dafür ein Rechteckimpuls, der kurz nach dem Riesenimpuls abbricht.

Die Sättigung des Absorbers wird durch optisches Pumpen seines Absorptionsüberganges mit der an der Schwelle ansteigenden stimulierten Emission erzeugt.

Bild (13—16) zeigt das Termschema des Absorbers. Zwischen dem Grundzustand E_1 und einem angeregten Zustand E_2 gilt die Bedingung:

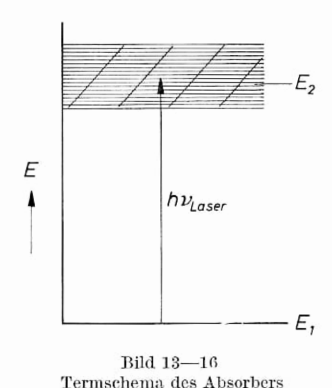


Bild 13—16
Termschema des Absorbers

$$E_2 - E_1 = h\nu_{\text{LASER}}. \quad (13\text{–}17)$$

Das Material muß eine Absorptionslinie bei der Laserfrequenz haben. Für seine Anfangstransmission gilt:

$$T_0 = e^{-\alpha(\nu)\,l} = e^{-\sigma(\nu)\,N_0\,l}. \quad (13\text{–}18)$$

Das Laserlicht pumpt den Absorptionsübergang; Atome gehen in den Zustand E_2 über. Für die veränderte Absorption gilt:

$$T = e^{-\sigma(\nu)\,(N_1 - N_2)\,l}. \quad (13\text{–}19)$$

Wenn es gelingt, das Material zu sättigen: $N_1 = N_2$, dann geht $T \to 1$, die Absorption verschwindet. Die Pumpleistung, die vom Laser aufgebracht werden muß, um die Sättigung aufrechtzuerhalten, ist:

$$L' = \frac{N_2}{\tau}\,h\nu \approx \frac{N_0}{2\tau}\,h\nu. \quad (13\text{–}20)$$

τ ist die Relaxationszeit des Absorbers.

Bei vorgegebener Anfangsabsorption T_0 folgt die Sättigungsleistung zu:

$$L' = \frac{\ln T_0}{2\,\sigma(\nu)\,l\,\tau}\,h\nu. \quad (13\text{–}21)$$

Alle Größen beziehen sich bisher auf die Raumeinheit. Wenn wir das Volumen der Absorptionsstrecke $l\,Q$ einführen, dann erhalten wir für die im gesamten Absorber gültigen Werte:

$$L = \frac{N_0}{2\tau}\,l\,Q\,h\nu \quad (13\text{–}20')$$

$$L = -\frac{\ln T_0}{2\,\sigma(\nu)\,\tau}\,Q\,h\nu \quad (13\text{–}21')$$

$$lQ \cdot N_0\,(T_0) = -\frac{\ln T_0}{2\,\sigma(\nu)}\,Q\,h\nu. \quad (13\text{–}22)$$

Die für einen vorgegebenen Schalteffekt $T_0 \to 1$ zu sättigende Zahl der Atome und damit die Sättigungsleistung ist unabhängig von der Länge der Absorptionsstrecke. Wir können die Zelle kurz wählen, um die Resonatorverweilzeit klein zu halten, und die Konzentration

entsprechend erhöhen. Vernünftige Werte für die Länge der Zelle sind 1 bis 10 mm.

Nach Gl. (13—21′) soll der Wirkungsquerschnitt $\sigma(\nu)$ möglichst hoch sein, und die Linie soll ihr Maximum bei der Absorptionsfrequenz haben. Wenn die Laserfrequenz außerhalb der Linienmitte liegt, wächst die Sättigungsleistung wie $[g(\nu)]^{-1}$; dies gilt für eine Sättigung der ganzen Linie (siehe unten).

Mit $T_0 = \frac{1}{e}$, $Q = 1\ \text{cm}^2$, $\sigma(\nu) = 10^{-16}\ \text{cm}^2$, einem typischen Wert für organische Farbstoffe, und $h\nu = 2{,}9 \cdot 10^{-19}$ Ws wird:

$$L = 1{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{\tau}\ \text{Watt}. \tag{13—23}$$

Die Relaxationszeiten der interessierenden Farbstoffe liegen im Bereich 10^{-12} bis 10^{-6} s. Mit dem Wert $\tau = 10^{-7}$ s würden wir eine Sättigungsleistung

$$L = 15\ \text{kW/cm}^2$$

abschätzen. Dies würde bedeuten, daß sich für die Durchschaltung der Zelle erst ein normaler Laserimpuls beträchtlicher Leistung ausbilden müßte, der dann in den Riesenimpuls übergeht.

c) Modenselektion von Farbstoffschaltern und Möglichkeit einer selektiven Sättigung

Riesenimpulslaser mit Farbstoffschaltern zeigen eine auffallende axiale Modenselektion. Wir wollen sie mit einer zu Bild (13—15) analogen Aufnahmereihe des Emissionsspektrums demonstrieren. In Bild (13—17a) ist eine Fabry-Perot-Aufnahme der Emission bei reiner Alkoholfüllung der Zelle dargestellt. Es sind Ausschnitte aus zwei Ordnungen aufgezeichnet. Durch Verwendung hochreflektierender Platten mit dielektrischen Spiegeln ist bei 5 mm Etalondicke die Auflösung gut genug, um die einzelnen axialen Moden aufzutrennen. Alle Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite, die teilweise während des Impulses thermisch verschoben wird, treten auf. In den folgenden Aufnahmen wird die Anfangsabsorption der Zelle zunehmend erhöht, bis schließlich nur noch ein Impuls möglich ist. Im gleichen Maß wie die Anzahl der Impulse verringert sich die Zahl der Emissionsfrequenzen. Es treten nicht mehr alle Moden auf, und der einzelne Riesenimpuls wird in einem einzigen axialen Mode emittiert. Dagegen emittieren in Bild (13—17a) bei normalem Laserbetrieb stets

eine ganze Anzahl axialer Moden in einem Relaxationsimpuls gleichzeitig. Es zeigt sich, daß bereits bei mäßiger Anfangsabsorption jeder Riesenimpuls in einem einzigen axialen Modentyp emittiert. Daß verschiedene Impulse in verschiedenen Moden schwingen, rührt daher, daß sich zwischen den Impulsen das Maximum der Linie thermisch verschiebt. Es wird stets der Mode angeregt, der der Linienmitte am nächsten liegt.

Die überraschende Modenselektion des Absorptionsschalters (s. Kap. 10) kann in einfacher Weise durch die Annahme einer selektiven Sättigung der Linie erklärt werden [2077], die in Bild (10—23) schematisch dargestellt ist. Mit wachsender Inversion wird ein Mode oder eine Kombination nahezu entarteter Moden, deren Frequenz nahe der

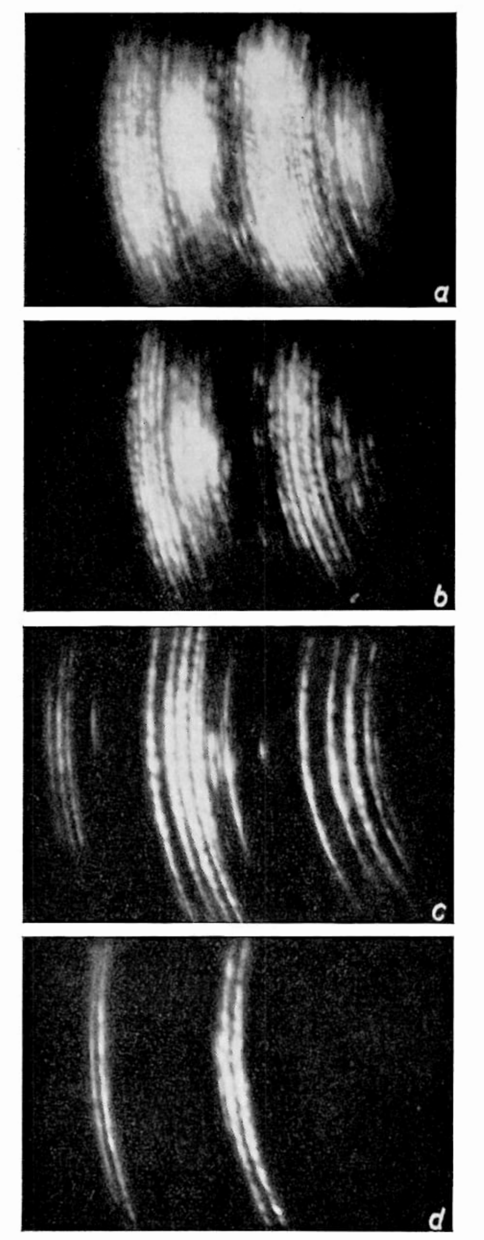


Bild 13—17 Fabry-Perot-Aufnahmen zu Bild (13—15) mit zunehmender Anfangsabsorption der Schaltzelle a—d. (13—17d) gehört zu Bild (13—15f) mit Emission von zwei Riesenimpulsen. Der Frequenzabstand zwischen den Riesenimpulsen in c und d entspricht der Drift der Linienmitte zwischen zwei Impulsen ($\Delta\nu \approx 3$ GHz). Der Abstand der in a aufgelösten axialen Moden beträgt rund 1 GHz. Etalonabstand 5 mm, Dispersionsbereich 30 GHz (RÖSS [2077])

Linienmitte liegt, die Schwelle zuerst erreichen. Die anwachsende Leistung des bevorzugten Mode beginnt die Absorptionslinie zu sättigen. Nun sind die in Frage kommenden Absorptionslinien organischer Farbstoffe keine einheitlichen elektronischen Übergänge, sondern komplizierte Banden, die innerhalb der in Betracht kommenden Zeiten als inhomogen verbreitert anzusehen sind. Die Linie wird daher nicht auf ihrer ganzen Breite $\Delta\nu$ gesättigt, sondern der schwingende Mode frißt ein Loch der Sättigungsbreite $\delta\nu$ in die Linie. Nur die Moleküle müssen angeregt werden, die sich gerade im Intervall $\delta\nu$ befinden.

Während im Sättigungsbereich $\delta\nu$ die Absorption bereits völlig verschwunden ist, bleibt die Transmission für alle anderen Frequenzen auf dem unveränderten Wert T_0. Der ansteigende Riesenimpuls baut die Inversion schneller ab, als sie die Pumpe nachliefern kann, so daß für alle außerhalb $\delta\nu$ liegenden Moden keine Möglichkeit besteht, die Schwelle zu erreichen, selbst wenn diese Moden im normalen Laserbetrieb nur mit einer sehr geringen Verzögerung gegenüber dem ersten Impuls anschwingen würden.

Nach den Fabry-Perot-Aufnahmen wäre die Sättigungsbreite $\delta\nu$ kleiner als der Abstand axialer Moden in dem verwendeten Resonator von 15 cm Länge, da nur ein Mode entsteht. Bei einer Breite der Absorptionslinie von typischerweise $\Delta\nu \sim 10^{14}\ \mathrm{s}^{-1}$ und $\frac{c}{2l} = 10^9\ \mathrm{s}^{-1}$ wird

$$\frac{\delta\nu}{\nu} < 5 \cdot 10^{-6}\,.$$

Bei selektiver Sättigung erhalten wir für die Sättigungsleistung:

$$L = \frac{N_0}{2\tau}\,\frac{g(\nu)}{g(\nu_0)}\,lQh\nu\,\frac{\delta\nu}{\Delta\nu}\,. \tag{13--24}$$

Die Molekülkonzentration für vorgegebene Anfangstransmission bei verschwindendem Lichtfluß müssen wir wählen nach:

$$N_0(T_0)\,\frac{g(\nu)}{g(\nu_0)} = -\,\frac{\ln T_0}{\sigma(\nu_0)\,l}\,. \tag{13--25}$$

$g(\nu)$ ist die Linienform der Absorptionslinie, ν_0 ihre Mittenfrequenz. Gleichung (13—25) sagt aus, daß die Zahl der Moleküle pro Frequenzintervall eine Konstante sein muß, damit die Sättigung für jede Frequenz der Linie den gleichen Schalteffekt gibt. Aus Gl. (13—24, 13—25) folgt:

$$L = -\frac{\ln T_0}{2\,\sigma(\nu_0)\,\tau}\,Q h \nu \frac{\delta \nu}{\Delta \nu}. \qquad (13\text{–}26)$$

Für selektive Sättigung ist nur der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma(\nu_0)$ maßgebend; es ist nicht wichtig, daß die Linienmitte mit der Laserfrequenz zusammenfällt. Eine Abweichung führt lediglich dazu, daß die Konzentration der absorbierenden Atome erhöht werden muß, ohne daß die Sättigungsleistung steigt.

Bei selektiver Sättigung folgt für unser Zahlenbeispiel eine Sättigungsleistung von

$$L < 38\,\mathrm{mW/cm^2}.$$

Wenn man berücksichtigt, daß der zu sättigende Querschnitt bei einem kleinen Laser kleiner 0,1 cm^2 ist, ergibt sich eine Sättigungsleistung von der Größenordnung 1 mW. Die Sättigung kann bereits bei einem Pegel eintreten, der weit unter dem der normalen Laseremission liegt. Dies gilt nur für Bestrahlung mit monochromatischem Licht, nicht bei Einwirkung von Riesenimpulsen großer Bandbreite aus Resonatoren mit Drehspiegel [77].

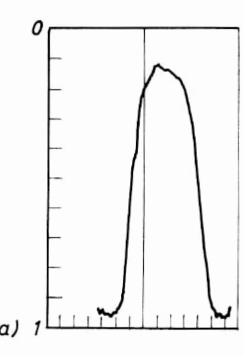
Der Abschaltvorgang beim Abklingen des Riesenimpulses dürfte in erster Linie nicht eine Relaxation zum Grundzustand, sondern eine Kreuzrelaxation innerhalb der Linie sein; das Loch wird aufgefüllt.

Messungen an Phthalocyaninen zeigten, daß die gesamte Linie in Übereinstimmung mit der obigen Abschätzung bei Leistungen von 10^4 bis 10^5 Wattcm^{-2} in Sättigung geht [77]. Zur Prüfung der Sättigungsleistung bei gegebener Frequenz durch monochromatische Strahlung wurde ein kontinuierlich gepumpter Rubinlaser mit Absorptionsschalter untersucht. In einem unter Wasserkühlung kontinuierlich gepumpten 2-Zoll-Rubinlaser mit Außenspiegel wurde ein Farbstoffschalter aus Methylenblau in wäßriger Lösung eingefügt. Damit wurde eine periodische Emission von Riesenimpulsen mit 100 oder 300 Hz Folgefrequenz erreicht. Gegenüber dem normalen Laserbetrieb stieg die Spitzenleistung von 1 W auf 1 kW, die Impulsdauer wurde von 2 µs auf 70 ns reduziert. Die Sättigungsleistung ergab sich als kleiner 10 Wcm^{-2}, so daß wenigstens für diesen Farbstoff die Hypothese einer selektiven Sättigung bestätigt sein dürfte.

Ein weiterer Mechanismus für die starke Frequenzselektion von Lasern mit passiven Schaltern liegt in der langen Anschwingzeit der einzelnen Moden begründet [3023].

Die Frequenzselektion solcher Anordnungen trägt wesentlich zur Erzeugung sehr kurzer Impulse bei, da hierdurch das zeitliche Überlappen der Impulse verschiedener axialer Moden entfällt.

Die Möglichkeit, Riesenimpulse in einem Mode zu erzeugen, läßt Absorptionsschalter anderen Schaltertypen überlegen erscheinen. Bei Kerrschaltern entstehen ebenso wie bei rotierenden Spiegeln Moden innerhalb der ganzen Linienbreite; Bild (13—18) zeigt ein Beispiel. Daraus folgt allein eine Verbesserung von $E(\nu)\,d\nu$ um etwa einen



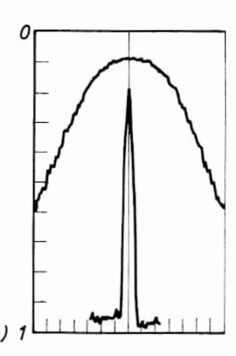


Bild 13—18 Spektrum von Riesenimpulsen bei nichtselektiven Schaltern (Kerrzelle nach F. J. McCUNG u.a. [1543])

a) Umhüllende des Spektrums eines Riesenimpulses

b) Die breite Kurve gibt die Fluoreszenzlinie von Rubin an, die schmale die Umhüllende der Emission eines normalen Lasers nahe der Schwelle.
Die Halbwertsbreite von a) liegt bei 40% der spontanen Linienbreite $\approx$ 80 GHz: 200 GHz.

Faktor 200 für Rubin bei Zimmertemperatur. Besonders vorteilhaft ist diese Verbesserung für die Untersuchung nichtlinearer Prozesse, wo $[E(\nu)\,d\nu]^2$ die maßgebliche Größe ist.

Der Selektionsmechanismus kann naturgemäß nur bei Materialien mit homogen verbreiterten Linien zur Emission in einem Mode führen. Bei Neodymglas ist mit einer komplizierten Emission zu rechnen.

d) Beispiele und Ausführungsformen

Wegen der geringen Sättigungsleistung ist der passive Absorptionsschalter praktisch verlustfrei und zerstörungssicher. Da die Verluste der sonst notwendigen Kerrzellen und Polarisatoren weitgehend entfallen, ist die Impulsenergie bei Verwendung von Absorptionsschaltern hoch und stimmt recht gut mit den theoretisch errechneten Werten überein.

Die geringe Baulänge von Absorberzellen ermöglicht durch eine kurze Resonatorverweilzeit, zusammen mit der schnellen Umschaltung, die Erzeugung kurzer Impulse, deren Dauer unter 10 ns liegen kann. Die Impulsspitzenleistung kann auch für kleine Rubinvolumina über 100 MW liegen.

In einem Experiment wurde ein ummantelter Rubin von 7 cm Länge mit 2 cm^3 Rubinvolumen verwendet. Seine Inversionsenergie betrug in einem Rotationsellipsoidspiegel 105 Ws. Der Rubin hatte rückseitig einen 90°-Prismenschliff und war auf der Endfläche vergütet. Als äußerer Reflektor wurde ein Glasetalon mit 16% Reflexion für die selektierten Moden verwendet. Die optische Resonatorlänge betrug 15 cm. Die Schwellenergie im normalen Laserbetrieb lag mit Etalonreflektor bei 160 Ws (20 °C). Zur Senkung der Schwellinversion wurde der Stab auf –20 °C gekühlt. Bei einer Pumpenergie von 500 Ws wurde die Schaltzelle so eingestellt, daß nur ein Impuls entstand. Die Einstellung am Oszillographen ist schwierig, da die Impulse wegen ihrer Kürze bei langsamer Zeitablenkung kaum erkennbar sind. Man kann sie zur besseren Beobachtbarkeit durch ein RC-Glied verlängern. Sicher ist auch die Einstellung mit einem Fabry-Perot-Interferometer: die Konzentration der Lösung wird so lange erhöht, bis nur noch ein Ring entsteht.

Die Impulsenergie wurde mit einem Kalorimeter zu 0,5 Ws gemessen; die Impulsdauer war kürzer als 10 ns. Die Spitzenleistung lag damit über 100 MW, der Fluß bei 6 mm Rubindurchmesser über 350 MW/cm^2. Die Bandbreite der Emission war nach Fabry-Perot-Aufnahmen kleiner $5 \cdot 10^8 s^{-1}$; die Strahlöffnung betrug 4 Minuten. Daraus ergibt sich die aequivalente Temperatur eines schwarzen Strahlers zu:

$$T_R = 1{,}5 \cdot 10^{22} \,°K.$$

Nach zehn 100 MW-Impulsen war der Laser nicht mehr betriebsfähig; die Oberfläche des Prismas war auf dem ganzen Durchmesser des Rubinkerns zerstört. Nach einer Überarbeitung der Flächen zeigte sich, daß der Rubin im Innern nicht beschädigt war. Äußere Prismen aus BK7 oder Quarzglas besitzen eine wesentlich längere Lebensdauer, so daß für Riesenimpulse Rubine mit Prismenschliff weniger geeignet sind. (Haltbarkeit verschiedener Gläser [541]; BK7: Borosilikat-Kronglas).

Ein zweiter Stab mit gleichen Abmessungen wurde bei 1000 Ws gepumpt, der in der Anlage höchsten zulässigen Energie. Der Rubin

wurde dabei in seinem Inneren in zwei Impulsen zerstört. Die abgegebene Impulsenergie betrug 2,5 Ws; sie enthielt jedoch mit Sicherheit mehrere Riesenimpulse.

Zerstörungen an Rubinen im Riesenimpulsbetrieb traten bei diesen Versuchen oberhalb eines Leistungsflusses von 400 MW/cm² im Inneren des Resonators auf. Bei hoher Spiegelreflexion können die Endflächen schon bei Leistungsflüssen von einigen MW/cm² im äußeren Strahl zerstört werden. Die Zerstörungen im Inneren der Kristalle sind teilweise als Wolken oder als gradlinig aufgereihte kleine Bläschen zu erkennen, die sich in zahlreichen parallelen Kanälen durch den ganzen Stab ziehen. Bei hohen Leistungen zerfällt der Kristall im Inneren oder springt auseinander. Die Ursachen der Zerstörungen dürften die Erzeugung von akustischen Schockwellen sowie Absorption an Kristallfehlern und Einschlüssen sein.

Bei der Arbeit mit Absorptionsschaltern ist es vorteilhaft, die Anfangsabsorption kontinuierlich abstimmen zu können. Bild (13—19) zeigt einen aus zwei keilförmigen Zellen aufgebauten Schalter, bei dem

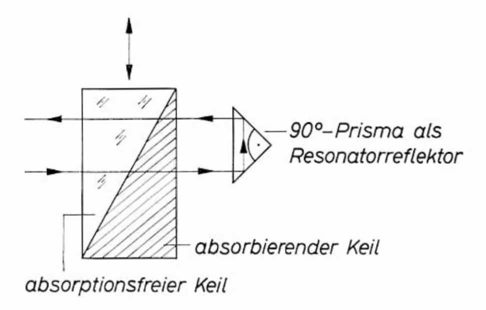


Bild 13—19 Küvette mit abstimmbarer Absorption. Durch Verwendung eines 90°-Prismas im Resonator ist die Absorptionsstrecke im Querschnitt des Strahls konstant.

durch Verschiebung im Strahlengang die absorbierende Schichtdicke variiert werden kann, ohne daß sich die optische Resonatorlänge ändert.

Mit Absorptionsschaltern ist es möglich, eine Serie von Riesenimpulsen in einem Pumpimpuls zu erzeugen, wie es z. B. für schnelle Zeitauflösung bei diagnostischen Untersuchungen mit Riesenimpulsen vorteilhaft sein kann. Es genügt, die Anfangstransmission so zu wählen, daß die Schwelle mehrmals in einem Impuls erreicht wird.

Bild (13—20) zeigt eine so erzeugte Serie von Riesenimpulsen. Die Impulse folgen regelmäßig aufeinander, da die zwischen zwei Impul-

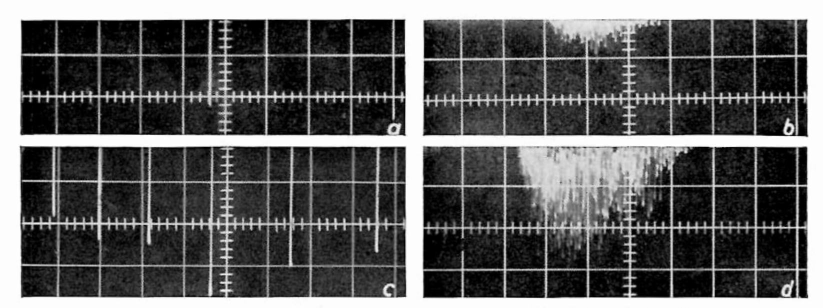


Bild 13—20 Einzelimpuls (a) und Serie von 7 Riesenimpulsen (c) bei konstanter Anfangsabsorption. b) und d) zeigen die normale Laseremission bei der gegebenen Pumpenergie von 190 Ws und 300 Ws. 20 °C; 100 μs/Einheit für a), b), d); 50 μs/Einheit für c.

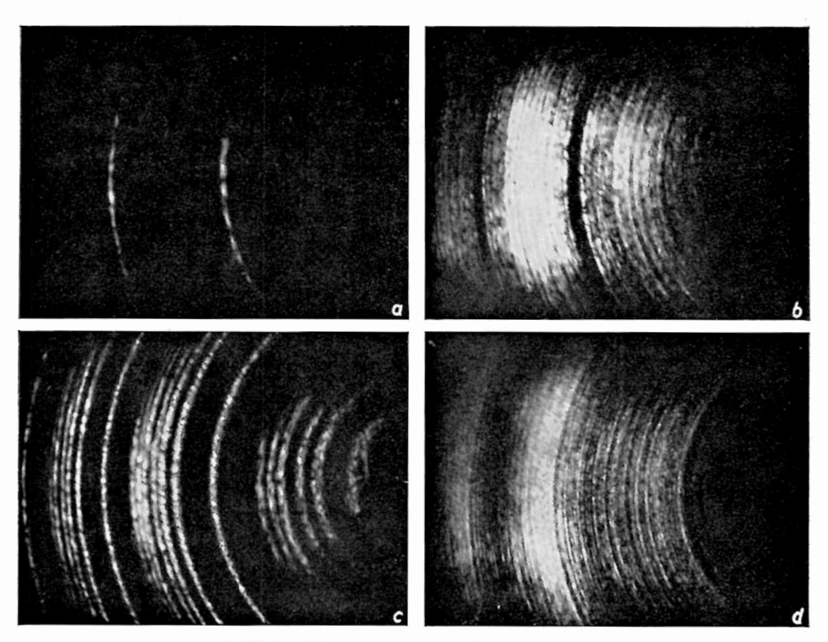


Bild 13—21 Spektren zu Bild (13—20). Resonatorlänge 15 cm; axialer Modenabstand rund 1 GHz; Etalondicke 5 mm; Dispersionsbereich 30 GHz; bei d) überlappen bereits verschiedene Ordnungen.

sen aufintegrierte Inversion pro cm^3 eine Konstante ist. Die Amplitude der Impulse steigt zunächst etwas an. Dies kommt daher, daß der invertierte Querschnitt des Rubins sich während des Pumpimpulses zunächst vergrößert, so daß bei den mittleren Impulsen ein größeres Materialvolumen zur Emission kommt.

Bild (13—21) zeigt die entsprechenden Emissionsspektren. Man erkennt sehr deutlich den Einfluß der thermischen Liniendrift, die zur Emission von 7 Moden führt. Bei spektralen Untersuchungen kann diese gleichmäßige Verschiebung vorteilhaft sein, da sie ohne Zeitauflösung die zeitliche Zuordnung der Linien ermöglicht.

Bei Anwendung eines Rechteck-Pumpimpulses kann der Impulsabstand und bei gleichmäßiger Ausleuchtung des Materialquerschnitts auch die Impulshöhe konstant gehalten werden.

e) Farbstoffe für Absorptionsschalter

Bei den meisten Versuchen mit Absorptionsschaltern werden Farbstoffe der Cyaningruppe verwendet, da diese von den bekannten Stoffen die langwelligsten Absorptionslinien aufweisen. Bild (13—22) zeigt

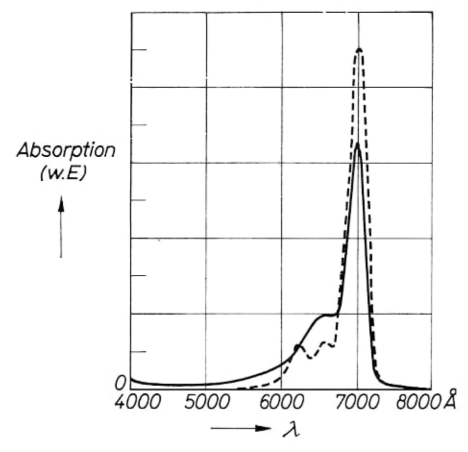


Bild 13—22 Absorption von Chlor-Aluminium-Phthalocyanin in Chlornaphthalin (gestrichelt nach P. P. SOROKIN [2312]) und Cryptocyanin in Methanol (ausgezogen nach P. KAFALAS [1233]).

die Linie von Chlor-Aluminium-Phthalocyanin in Chlornaphthalin und von Cryptocyanin in Methanol, deren Maxima mit der Rubinlinie zusammenfallen [1233, 2151, 2312]. Phthalocyanine werden im großen Umfang als Farbstoffe für Tinten, Kugelschreiber und Tuschstifte verwendet. Obwohl solche Materialien stark mit Fremdstoffen gemischt sind, eignen sie sich doch recht gut als Absorptionsschalter.

Wie wir gesehen haben, ist es bei selektiver Sättigung nicht wichtig, daß das Maximum der Absorption bei der Laserfrequenz liegt. So

wurden auch gute Ergebnisse mit Methylenblau, Chlorophyll und Viktoriablau B in Wasser erzielt, deren Absorptionsmaxima bei kürzeren Wellenlängen liegen [siehe 2312].

Bei der Untersuchung einer größeren Anzahl von handelsüblichen Farbstoffen zeigte sich, daß nahezu jeder Farbstoff, der bei der Rubinlinie überhaupt merklich absorbiert, auch gesättigt werden konnte. Die Eignung als Schalter ist etwa dem maximalen Absorptionswirkungsquerschnitt proportional [2077].

Wichtig ist der Einfluß des Lösungsmittels auf die Relaxationszeit. Bei einigen Farbstoffen, die bei der Rubinlinie ihr Absorptionsmaximum haben (Naphtholgrün, Filterblaugrün, Toluidingrün) ist in wässeriger Lösung keine Schaltfunktion möglich. Bei Verdünnung der wässerigen Lösung mit 90 % Aethanol eignen sich die Stoffe als Schalter; offensichtlich wird dabei die Relaxationszeit erhöht (Bild 13—23).

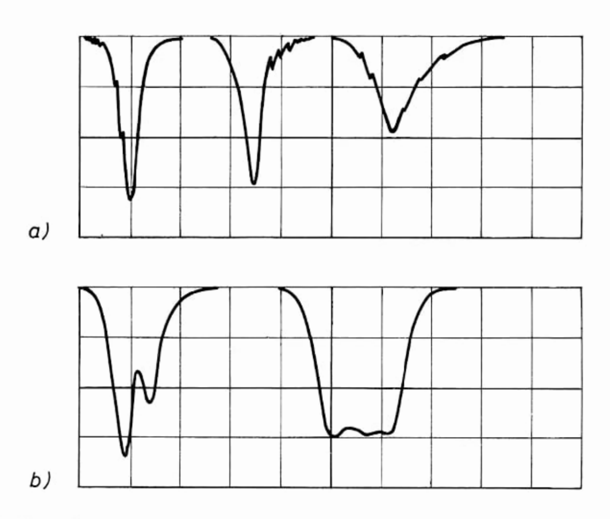


Bild 13—23 Riesenimpulse mit Farbstoffschalter bei niedriger Anfangsabsorption (a mit 500 μs/-Einheit). Die Impulse hatten eine komplexe Struktur. Wahrscheinlich schwingen in dem verwendeten hemikonzentrischen Resonator mehrere Moden innerhalb der Relaxationszeit des Farbstoffes an. Bei höherer Einzelimpulsleistung verschwindet die Struktur (b) und Bild (13—2). Die Struktur ist von der Spiegeljustierung abhängig und reproduzierbar; b) mit 50 μs/Einheit

In Tabelle (13—1) und (13—2) ist eine Reihe von weiteren Farbstoffen aufgeführt, die sich bei der Rubinlinie als Schalter eignen. Bild (13—24) zeigt die Absorptionslinien einiger dieser Stoffe in Wasser oder Aethanol [2077].

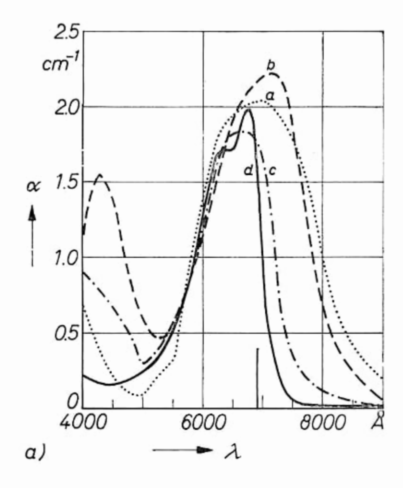
Tabelle (13—1)
Farbstofflösungen handelsüblicher Farbstoffe, die bei der Rubinlinie gesättigt werden können [2077]

Farbstoff	In Wasser	In Aethanol	Lösungsmittel für Linienmitte nahe 6943 Å	Molekulargewicht
Sudanschwarz B	unlöslich	+	Essigsäure	457
Janusgrün	+	+	Glyzerin	511
Methylengrün	+	unlöslich		
Nachtblau	+	+		
Naphtolblau	—	+, Spur H_2O	Aethanol + 10% H_2O	
Naphtolgrün	—	+, Spur H_2O	Aethanol + 10% H_2O	
Filterblaugrün	—	+, Spur H_2O	Aethanol + 10% H_2O	
Toluidingrün	—	+, Spur H_2O	Aethanol + 10% H_2O	
Toluidinblau	—	+, Spur H_2O	Aethanol, Formalin Aceton, Methylcyclopentan, Tetrahydrofuran, Cyclohexan, Amylmethylketon, Essigsäurebutylester	
Eriochromschwarz T	—	+		461
Nilblauchlorid	+	+		353

Tabelle (13—2)
Farbstofflösungen handelsüblicher Farbstoffe, die bei höherer Leistung bei 0,694 μm gesättigt werden können

Farbstoff	In Wasser	In Alkohol	Absorptionsmaximum (μm)	Molekulargewicht
Brillantkreylblau	unlöslich	+	0,64	318
Malachitgrün	+	+	0,54 ; 0,67	365
Wasserblau	+	—	—	800
Azur II	+	—	0,66	312
Brillantgrün	+	unlöslich	0,65	483
Anilinblau	+	unlöslich	—	800
Eriochromschwarz	+	unlöslich	0,52	518

Das Absorptionsmaximum zahlreicher Farbstoffe läßt sich durch die Wahl des Lösungsmittels verschieben. In der Chemie wird diese Erscheinung als Solvatochromie bezeichnet. Nach K. DIMROTH [642, 643, 644] ist die Verschiebung von der Polarität und damit von der Dielektrizitätskonstanten des Lösungsmittels abhängig. Es gibt Farbstoffgruppen mit wachsender Rotverschiebung und solche mit



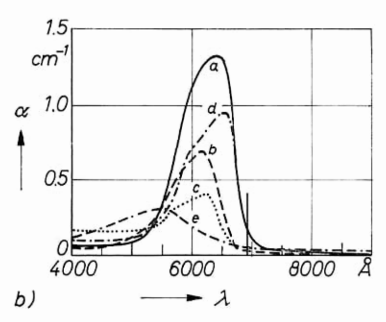


Bild 13—24 Absorptionslinien von einigen handelsüblichen Farbstoffen, die als Schalter für Rubin geeignet sind. RÖSS [2077]

a) mit maximaler Absorption bei 6940 Å; Lösungsmittel Aethanol + 10% Wasser
- a) Naphtolgrün $3{,}4 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}
- b) Filterblaugrün 5 mg/100 cm^3
- c) Toluidingrün 5 mg/100 cm^3
- d) Toluidinblau 5 mg/100 cm^3

b) Farbstoffe mit großem Wirkungsquerschnitt in wässeriger Lösung
- a) Nilblauchlorid 10^{16} cm^{-3}
- b) Nachtblau 0,5 mg/100 cm^3
- c) Naphtolblau 10^{16} cm^{-3}
- d) Methylengrün 10^{16} cm^{-3}
- e) Eriochromschwarz T 10^{16} cm^{-3}.

wachsender Blauverschiebung bei steigender Polarität und natürlich auch solche, die sich durch das Lösungsmittel nur wenig beeinflussen lassen (Methylenblau). In Tabelle (13—3) sind übliche Lösungsmittel nach steigender DK geordnet zusammengefaßt [642]. (Die von K. DIMROTH angegebenen N-Phenol-Betaine sind als Schalter geeignet und können durch das Lösungsmittel in weiten Gren-

Tabelle (13—3)

Lösungsmittelreihe, die eine wachsende, gleichsinnige Verschiebung des Absorptionsmaximums erwarten läßt [643]

Lösungsmittel	DK	Lösungsmittel	DK
Hexan	1,9	Pyridin	12
Benzol	2,2	i-Amylalkohol	16
Tetrachlorkohlenstoff	2,25	Acetophenon	18
Toluol	2,3	n-Butanol	19
Dioxan	3	Aceton	21,5
Äther	4,5	n-Propanol	22
Chloroform	5,1	Äthanol	26
Äthylacetat	6,1	Methanol	31
Anilin	7	Nitrobenzol	36
Dichloräthylen	10,1	Acetonitril	39
tertiärer Butylalkohol	11,4	Wasser	81

zen abgestimmt werden. Für das tiefe Rot sind besonders die Betaine 26 und 30 [643] günstig).

In Tabelle (13—1) haben wir die Lösungsmittel angegeben, bei denen maximale Absorption für die Rubinlinie erreicht wird. Die Bilder (13—25a) und (13—25b) zeigen für die beiden Farbstoffe Sudanschwarz B und Janusgrün die Absorptionskurven in verschiedenen Lösungsmitteln.

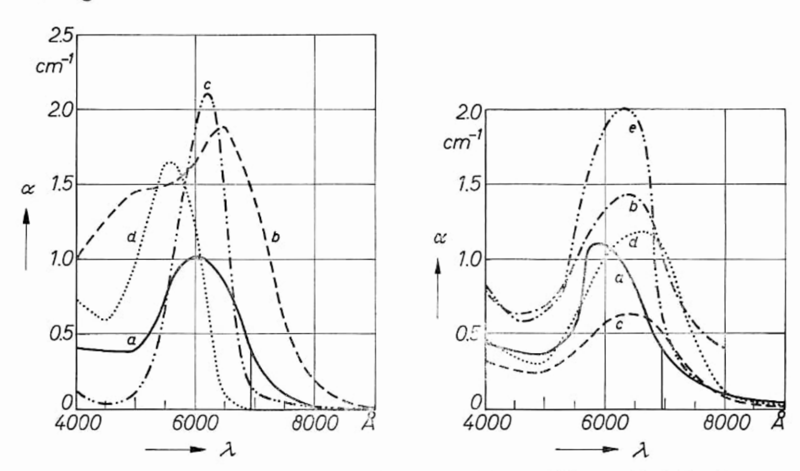


Bild 13—25 Abhängigkeit der Absorptionslinie vom Lösungsmittel für a) Sudanschwarz B b) Janusgrün (nach RÖSS [2077]).

a) a) Äthanol $2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}
b) Essigsäure 10^{16} cm^{-3}
c) Glyzerin 10^{16} cm^{-3}
d) Methylcyclopentan 10^{16} cm^{-3}

b) a) Wasser 10^{16} cm^{-3}
b) Methanol 10^{16} cm^{-3}
c) Formaldehyd 10^{16} cm^{-3}
d) Glyzerin 10^{16} cm^{-3}
e) Essigsäure 10^{16} cm^{-3}

Zu beachten ist, daß durch das Lösungsmittel außer der Lage des Absorptionsmaximums auch die Relaxationszeit beeinflußt wird.

Die bei 6940 Å absorbierenden Stoffe haben in Lösung überwiegend eine reinblaue, schwarzblaue (Sudanschwarz) oder grüne Farbe; jedoch auch bei einigen rötlichen Farbstoffen ist die Absorption für eine Schaltfunktion ausreichend (Eriochromschwarz).

f) Erhöhung der Empfindlichkeit; Auslösung durch Fremdlicht

Die Sättigungsleistung pro Flächeneinheit ist für genügend große Relaxationszeit niedrig. Sie kann weiter verringert werden, wenn der zu sättigende Querschnitt verkleinert wird. Bild (13—26) zeigt

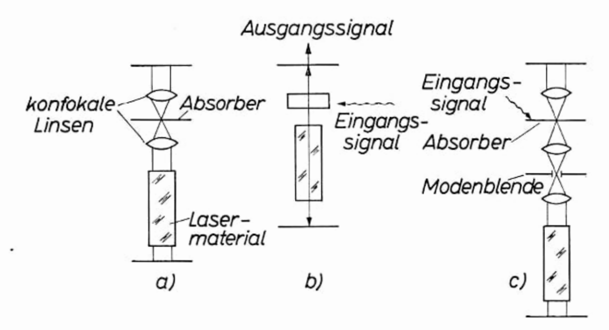


Bild 13—26 Steigerung der Empfindlichkeit von Absorptionsschaltern (nach RÖSS [2077]).
a) Verringerung des zu pumpenden Querschnitts durch konfokale Linsen;
b) Schematische Darstellung eines durch Fremdlicht ausgelösten Absorptionsschalters;
c) zusätzliche transversale Modenselektion erhöht die Empfindlichkeit und gibt der Anordnung a) wieder die Selektivität eines ebenen Resonators.

eine Fokussiereinrichtung mit konfokalen Linsen, mit welcher der zu sättigende Querschnitt Q prinzipiell auf die Größenordnung λ^2 verringert werden kann. Wir erhalten damit:

$$L_{\min} = -\frac{\ln T_0 \lambda^2}{2\sigma(\nu_0)\tau} h\nu \frac{\delta\nu}{\Delta\nu}. \tag{13—27}$$

In unserem Zahlenbeispiel wird für

$$\sqrt{Q} = 1\ \mu\text{m} : L_{\min} \approx 4 \cdot 10^{-11}\,\text{W}.$$

Es ist damit möglich, den Laser durch Fremdlicht auszulösen, so daß man eine Art optischen Impulsverstärker erhält (s. Kap. 15).

Bei einem Riesenimpuls-Laser ist eine so hohe Leistungskonzentration nicht zulässig und auch nicht nötig. Es ist ohne Fokussierung möglich, mit einem einfachen Rubin-Laser einen durch eine Absorptionszelle gesperrten Riesenimpuls-Laser auszulösen. Dabei wählen wir für den Riesenimpuls-Laser allein $R\,V\,T_0 < 1$ für alle Zeiten. Der Absorptionsschalter wird so aktiv.

Der Absorptionsschalter wird normalerweise mit der Emission zahlreicher transversaler Moden gepumpt. Er kann um so kritischer eingestellt werden, je geringer die aktive Modenzahl ist. Bild (13—26) zeigt, wie durch eine Modenblende nur ein transversaler Mode im Absorber zugelassen wird.

Man kann nach Bild (13—27) einen Riesenimpuls-Laser mit einem schnellen Absorptionsschalter durch einen zusätzlichen relativ langsamen Kerrzellenschalter zu einem gewünschten Zeitpunkt triggern.

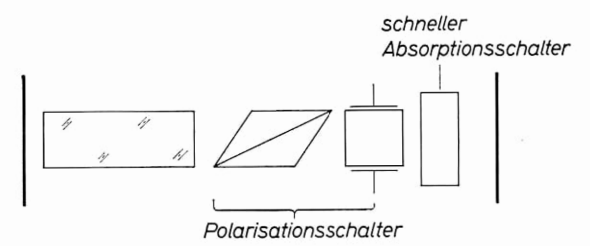


Bild 13—27 Durch einen langsamen Polarisationsschalter wird der schnelle Absorptionsschalter triggerbar. Im Zeitpunkt des Triggerimpulses ist bei geöffnetem Polarisationsschalter $RVT_0 \geq 1$.

Während des langsamen Anfangsanstiegs der Kerrzellentransmission sperrt der Absorber den Resonator, so daß der Impulsanstieg durch den Absorptionsschalter bestimmt wird. Diese Ausführungsform ist da vorteilhaft, wo der Riesenimpuls zeitlich mit einem äußeren Ereignis verbunden werden muß; der Schalter wird aktiv. Bei richtiger Dimensionierung ist nur eine kleine Transmissionsänderung der Kerrzelle zum Auslösen des Riesenimpulses notwendig.

Die Einfügung einer Absorptionsschaltzelle könnte auch bei einer Anordnung mit Drehspiegel eine Verbesserung ergeben.

13.5. Besondere Ausführungsformen; Kombinationen mit Verstärkern

a) Resonatoren mit zweifacher Güteschaltung

Beim Riesenimpuls-Laser wird der Impulsanstieg um so steiler, je größer die Spiegelreflexion ist. Der Impulsabfall wird dagegen mit wachsender Spiegelreflexion flacher. Um einen sehr kurzen Impuls zu erhalten, sollte die Reflexion umschaltbar sein. Während des Impulsanstiegs ist $R \approx 1$, nach Erreichen der Impulsspitze ist $R \approx 0$ optimal.

Bild (13—28) zeigt eine vorgeschlagene Anordnung [2513, 2515], in der mit Hilfe eines Kerrzellenschalters und einer Polarisationsweiche eine zweimalige Umschaltung der Resonatorgüte möglich ist. Die Spiegel haben beide höchste Reflexion $R \approx 1$. Der Polarisationsschalter sperrt während des Pumpimpulses den Resonator. Nach Erreichen der maximalen Inversion öffnet ein Steuerimpuls an der Kerrzelle den Resonator, und der Riesenimpuls steigt steil an. Bei seiner Spitzenleistung wird die Spannung an der Kerrzelle wieder abgeschaltet, und die Strahlung im Resonator wird am Analysator aus dem Resonator

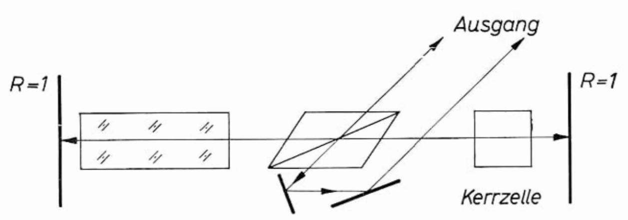


Bild 13—28 Riesenimpulslaser mit doppelter Güteschaltung (nach A. A. VUYLSTEKE [2513]). Am Analysator entstehen zunächst zwei Strahlen entgegengesetzter Richtung, die durch Hilfsspiegel vereinigt werden können.

herausreflektiert. Die Polarisationsweiche dient hier also auch als Auskoppelelement. Die Impulszeit beträgt L/c und kann für Rubin-Laser etwa 1 ns betragen; Impulsleistungen im Gigawattbereich sollten möglich sein.

Die Schwierigkeit bei der Durchführung dieses Vorschlags liegt darin, einen genau definierten Steuerimpuls von einigen Nanosekunden Dauer bei 20—30 kV Spitzenspannung zu erzeugen.

Leichter sollte eine Lösung in der Anordnung nach Bild (13—29) realisierbar sein. Hier enthält der Resonator zwei Schalter: einen

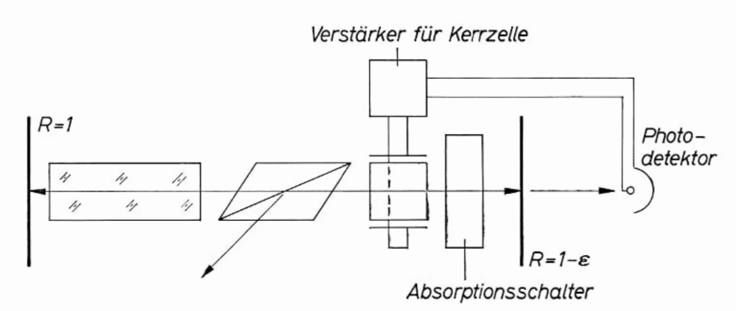


Bild 13—29 Resonator mit einem passiven Güteschalter und einem aktiven Auskoppelschalter

Absorptionsschalter und einen Kerrzellenschalter. Der Absorptionsschalter bestimmt bei geöffnetem Kerrschalter den Impulsanstieg. Der Kerrschalter koppelt in der Impulsspitze die Strahlung über den Analysator aus. Die Signalspannung der Kerrzelle wird über eine Photozelle aus dem ersten Anstieg des Riesenimpulses abgeleitet. Die Verzögerungszeit bis zur Spitze von einigen Nanosekunden sollte zum Schalten der Kerrzelle ausreichen.

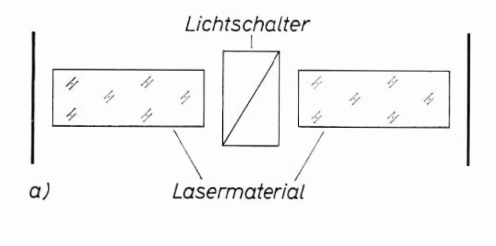
Eine ähnliche Anordnung wie in Bild (13—28) wurde für die lineare Modulation von Dauerstrich-Lasern vorgeschlagen und untersucht [974,

975]. Diese Auskoppelmodulation bietet den Vorteil, mit sehr geringen Steuerspannungen eine 100 %ige Modulation des am Analysator austretenden Signals zu erreichen. Das modulierte Signal ist höher als bei einer externen Modulation, da die Energiedichte der zu modulierenden Strahlung etwa im Verhältnis $\frac{1}{1-R}$ größer ist. Gegenüber der internen Gütemodulation besteht der Vorteil einer geringeren Störung der Resonatorenergie bei gleicher ausgekoppelter, modulierter Leistung (s. Kap. 15).

b) Schaltung der Verstärkung gekoppelter Stäbe

Eine auf einer Umschaltung der Gesamtverstärkung beruhende Anordnung für Riesenimpuls-Laser ergibt sich nach Bild (13—30), wenn man das Lasermaterial in 2,3 . . . , n, . . . Teile zerlegt, die durch optische Schalter getrennt sind. Jedes Element für sich bleibt unterhalb der Schwelle. Die Zusammenschaltung der Elemente führt zum Überschreiten der Schwelle [1914].

Eine einfache Anordnung erhält man nach Bild (13—30b) mit zwei einseitig vergüteten Stäben, zwischen denen sich eine sättigbare Ab-



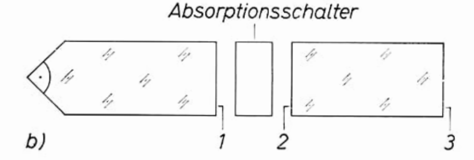


Bild 13—30 Schaltung der Gesamtverstärkung

a) Schema. Die Anordnung unterscheidet sich nur dann wesentlich von einem einfachen Riesenimpulslaser, wenn die Ringverstärkung eines Stabs der Gesamtlänge $l_1 + l_2$ ohne Spiegel den Schwellwert erreicht, wie dies bei unvergüteten Stäben möglich ist oder bei merklicher Superstrahlung.

b) Ausführungsform mit Absorptionsschalter unter Vermeidung zusätzlicher Spiegel. Man wird die Flächen 1 und 2 vergüten, 3 reflektierend wählen.
Eine vorteilhafte Variante ergibt sich für 1 und 3 vergütet, 2 reflektierend, als kompakte Kombination eines Riesenimpuls-Oszillators mit einem Verstärker.

sorptionszelle befindet. Den einen Stab schließt man vorteilhaft mit einem Prisma ab, der andere kann z. B. an der Auskoppelfläche unverspiegelt sein. Zwei 7-cm-Stäbe und eine 1 cm lange Absorptionszelle bilden eine Einheit, die in einem Pumpspiegel mit den üblichen 6-Zoll-Blitzlampen gepumpt werden kann.

c) Kombination Oszillator—Verstärker und Impulsverkürzung mit gesättigten Verstärkern

Anstatt zur Erzeugung hoher Spitzenleistungen große Materialvolumina im Resonator zu verwenden, kann man einen kleinen Riesenimpuls-Oszillator mit einem Wanderfeldverstärker nach Bild (13—31) kombinieren. Der besondere Vorteil der Kombination liegt

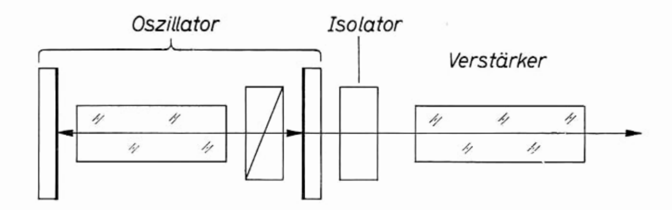


Bild 13—31 Kombination von Riesenimpulslaser mit Verstärker. Als Isolator kann ein sättigbarer Absorber verwendet werden.

darin, daß der Verstärker durch das Eingangssignal nach kurzer Laufstrecke übersteuert wird und in Sättigung geht (Kap. 5). Bild (5—5) zeigte, wie der sich ausbildende Ausgangsimpuls aussieht. Die Anstiegsflanke des Eingangsimpulses wird linear verstärkt. Bei Erreichen des Sättigungspegels bricht die Inversion der Verstärker zusammen, und der Impuls fällt steil ab. Durch die Sättigung erhält man eine Versteilerung der Anstiegsflanke und eine Impulsverkürzung unter gleichzeitiger Erhöhung der Impulsenergie. Mit mehrstufigen Wanderfeldverstärkern wurden Impulse von rund 1 ns Dauer bei mehreren Gigawatt Spitzenleistung erzeugt [872]. Die Grenze der Impulsverkürzung ist durch die Anstiegszeit der Verstärkungslinie $\vartheta \approx \frac{1}{2\pi\Delta\nu}$ gegeben und würde bei Rubin erst bei $\frac{1}{1000}$ ns liegen. Praktisch ergibt sich bei solchen Anordnungen eine unerwünschte Verschlechterung der Strahldivergenz durch Materialfehler des Verstärkers.

d) Erzeugung längerer Einzelimpulse

Für eine Reihe von Anwendungen benötigt man Einzelimpulse mit hohen Impulsenergien, während die bei Riesenimpuls-Lasern auftretende kurze Impulsdauer nicht wichtig ist. Extreme Spitzenleistungen sind in diesem Fall wegen der Zerstörung von Bauelementen unerwünscht. Ein Beispiel ist weitreichendes Lichtradar, bei dem die meßbare Entfernung im wesentlichen durch die Quantenzahl pro Impuls begrenzt ist.

Der einfachste Weg zur Verlängerung der Impulsdauer besteht in der Verwendung eines Resonators mit großem Laufzeitverhältnis ζ, also mit einem gegen die Materiallänge großen Spiegelabstand. Die Impulsdauer ist etwa proportional zu ζ. Ein Vorteil dieser Anordnung besteht in der verbesserten Strahlbündelung durch erhöhte transversale Modenselektion.

13.6. Stabilisierung der Emission durch Steuerung der Resonatorspiegel

Wir hatten bereits beschrieben, wie durch Modulationseinrichtungen im Resonator das Einschwingverhalten und das Spektrum von Laser-Oszillatoren vereinfacht werden kann, indem man versucht, die Ursachen der Multimodeanregung zu beseitigen (s. Kap. 10). Durch eine Modulation des Resonators kann ferner die Wechselwirkung verschiedener Moden und durch eine Steuerung des Spiegelabstandes die Modenfrequenz stabilisiert werden.

a) Erzeugung phasenstarrer Multimodeschwingungen

In Gas-Lasern ist wegen der spektral selektiven Sättigung der Linie in einzelnen Löchern die Wechselwirkung nichtentarteter Moden gering. Die Moden unterschiedlicher axialer Ordnung schwingen ohne starre gegenseitige Phasenbeziehung und erzeugen im Ausgangslicht eine Rauschmodulation, die sich z. B. in zeitlichen Schwankungen bei den Überlagerungsfrequenzen bemerkbar macht.

Die Phasen verschiedener Moden können starr gekoppelt werden, wenn die Resonatorgüte mit der Umlaufzeit der Wellen $c/2\,l$ oder mit einem Vielfachen davon moduliert wird. Dies ist z. B. mit einer Kerrzelle in einem Gas-Laser mit Brewsterfenstern zur Erzeugung einer ausgezeichneten Polarisationsrichtung möglich. Die Modulation führt

zu einer ungleichen Energieverteilung in der Resonatorlänge der Art, daß das Quantenpaket den Modulator stets während der Zeit höchster Durchlässigkeit passiert.

Eine andere Lösung zeigt Bild (13—32) mit einem piezoelektrischen Modulator, bei dem die Modulation durch Beugung an einer Ultraschallwelle erreicht wird [1016]. Der Modulator, ein Quarzblock, steht

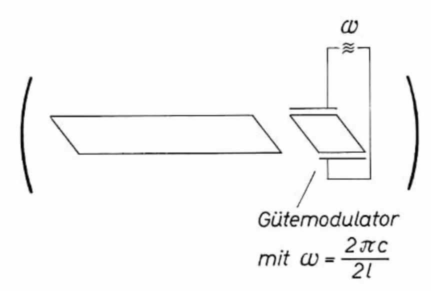


Bild 13—32 Modulation der Resonatorgüte mit der reziproken Umlaufzeit zur Phasensynchronisation der Moden.

unter dem Brewsterschen Winkel zum Lichtstrahl. Der Laser emittiert periodische Einzelimpulse, die beispielsweise eine Länge von 2,5 ns bei 17,8 ns Repetitionsfrequenz aufweisen [1016]. Die mittlere Leistung ist gegenüber dem unmodulierten Dauerbetrieb unverändert, so daß die Spitzenleistung um eine Größenordnung erhöht ist. Das Licht läuft in dem Resonator in einem Paket um, das kurz gegen die Resonatorlänge ist (1:7).

Die axialen Moden schwingen starr gekoppelt. Das Überlagerungsspektrum ist zeitlich völlig stabil.

Eine periodische Modulation des Lasers mit der reziproken Umlaufszeit sollte in passiver Weise auch mit einem Absorptionsschalter erreicht werden können. Wenn seine Relaxationszeit kleiner als $l/2c$ ist, wird ebenfalls eine Verteilung bevorzugt, bei der die Resonatorenergie den Absorber in einem Paket durchläuft.

Für ausgezeichnete Resonatorstellungen wurde auch eine natürliche Kopplung der Moden in Gaslasern beobachtet.

b) Stabilisierung der Modenfrequenz

Die Frequenzstabilität eines Mode wird in einem Gas-Laser durch Instabilitäten der äußeren Resonatorelemente begrenzt. Um eine hohe Langzeitkonstanz der Emissionsfrequenz in einem Einmoden-

Laser zu erreichen, muß der Resonator in seiner Länge steuerbar sein [216]; beispielsweise kann ein Reflektor an einem Piezowandler oder an einem magnetostriktiven Wandler befestigt werden.

Das Steuersignal wird aus der Abweichung der Laserfrequenz von der Sollfrequenz gewonnen. Dafür sind ein ganze Reihe von Möglichkeiten bekannt. Wenn der Laser in zwei Moden schwingt, dann führt eine Verschiebung der Modenfrequenzen zu einer Änderung des Amplitudenverhältnisses; hieraus kann ein Steuersignal abgeleitet werden. Im Einmodebetrieb hat die Leistung ein Minimum, wenn die Emissionsfrequenz in die Linienmitte fällt, da hier die beiden Löcher in der Linie koinzidieren (Lamb-dip). Bei einer Verstimmung liefert die Amplitudenänderung ein empfindliches Steuersignal [2222]. Eine weitere Möglichkeit nutzt die Dispersion des Lasermaterials, die in der Linienmitte verschwindet. Durch Modulation der Pumpleistung wird die Inversion gewobbelt; außerhalb der Linienmitte führt die Variation der Dispersion zu einer Frequenzänderung über eine Verstimmung der optischen Resonatorlänge. Das Fehlersignal erhält man aus der resultierenden Änderung der Amplitude [215]. Weitere Möglichkeiten ergeben sich, wenn man die Frequenz des Ausgangssignals in einem Interferometer mißt oder wenn die Abweichung von der Sollfrequenz durch Messung der Absorption oder Verstärkung in einer Meßzelle mit kleiner Linienbreite festgestellt wird. Dabei kann eine hohe Genauigkeit erreicht werden, wenn die Linienmitte des Oszillators auf die Flanke der Linie in der Meßzelle fällt. Geeignet hierfür sind Materialien aus verschiedenen Isotopen des gleichen Elements; die Verstimmung der beiden folgt aus der Isotopieverschiebung. Solche Vergleichsmessungen sind im Mikrowellengebiet aus der Technik der Atomuhren geläufig.

Mit der Stabilisierung der Emissionsfrequenz kann der Resonator automatisch auf die Linienmitte eingestellt werden. Die Reproduzierbarkeit wird dadurch um Größenordnungen verbessert und eine Langzeitkonstanz von $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-10}$ über längere Zeiten (8 Stunden) erreicht [215].

13.7. Modulation der Laseremission mit der Pumpleistung

Bei Festkörper-Lasern kann man durch Überlagerung kurzer Pumpimpulse über einen längeren, die Schwellinversion erzeugenden Impuls, eine Emission in periodischen Impulsen höherer Leistung errei-

chen. Dies ist sowohl unter Verwendung von zwei getrennten Blitzlampen [691, 2365] wie auch, bei entsprechendem Aufwand im Netzgerät, mit einer Blitzlampe möglich. Eine lineare Modulation mit der Pumprate ist im Dauerstrich möglich (z. B. 100 Hz- oder 300 Hz-Brummodulation), soweit die Emission nicht durch Relaxationsschwingungen gestört wird. Bei Gas-Lasern erreicht man mit gepulster Pumpleistung wesentlich höhere Spitzenleistungen als im Dauerstrich, weil zu Beginn der Emission im Impulsbetrieb der untere Laserterm leer ist (z. B. 100 W bei He-Ne 0,63 μm [59]) nicht aber, wie in Riesenimpulslasern, durch eine Besetzungserhöhung im oberen Laserterm.

Im stabilen Dauerstrich ist eine lineare Modulation über die Pumprate möglich, und handelsübliche Netzgeräte für Gas-Laser besitzen einen entsprechenden Modulationseingang. Die obere Modulationsfrequenz ist durch die Einschwingzeit des Resonators begrenzt und beträgt bei typischen Gas-Lasern 100 kHz.

Wegen der extrem kurzen Einschwingzeit ihrer kurzen Resonatoren können Halbleiter-Laser über den Pumpstrom bis zu Gigahertz-Frequenzen linear moduliert werden. Bei einer Pulsung des Stroms kann die Spitzenleistung gegenüber dem Dauerstrich um mehrere Größenordnungen auf über 100 W erhöht werden, da für die Belastbarkeit in erster Linie die mittlere Verlustleistung maßgebend ist.

Vorteile bringt für Festkörperlaser die Modulation über die Pumpleistung, wenn als Pumplicht selbst Laserlicht verwendet wird. Eine geeignete Kombination ist Rubin als Pumplichtquelle für YAG : Nd^{3+}. Bild (13—33) zeigt einen entsprechenden Versuchsaufbau. Die Emission eines hemikonzentrischen Rubinlasers wird als dünner Parallelstrahl zum Pumpen eines mit dielektrischen, konfokalen Spiegeln belegten YAG : Nd^{3+}-Stabs von 3 mm Durchmesser und 25 mm Länge benutzt.

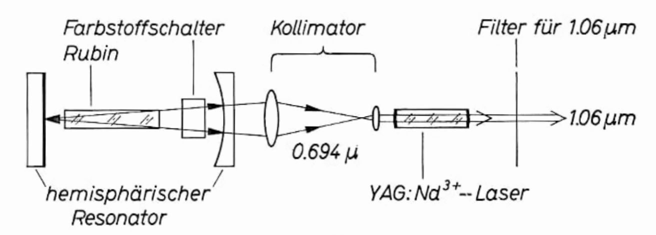


Bild 13—33 Versuchsanordnung zum Pumpen eines YAG : Nd^{3+}-Lasers mit Rubin-Riesenimpulsen. Der hemikonzentrische Resonator wurde verwendet, um periodische Relaxationsimpulse zu erhalten.

Die Schwellenergie für die Anregung von Moden niedriger transversaler Ordnung beträgt 10^{-4} Ws. Bild (13—34a) zeigt oben die periodische Emission des Rubins, unten die diesen Impulsen folgende Emission des YAG:Nd^{3+}. Im Vergleich zur üblichen quasikontinuierlichen Emission des YAG:Nd^{3+}-Lasers sind die rund 2 μs langen Impulse bereits als kleine Riesenimpulse anzusehen.

Bild (13—34b) zeigt eine Aufnahme, bei welcher der Rubinlaser durch Einbau eines Farbstoffschalters eine Folge periodischer Riesenimpulse abgibt. Bereits vom zweiten Impuls ab emittiert der YAG-Laser ebenfalls Riesenimpulse, von denen Bild (13—34c) eine zeitlich gedehnte Aufnahme zeigt. Wie man sieht, ist der Pumpimpuls abgeklungen, bevor der Sekundärimpuls merkliche Werte erreicht.

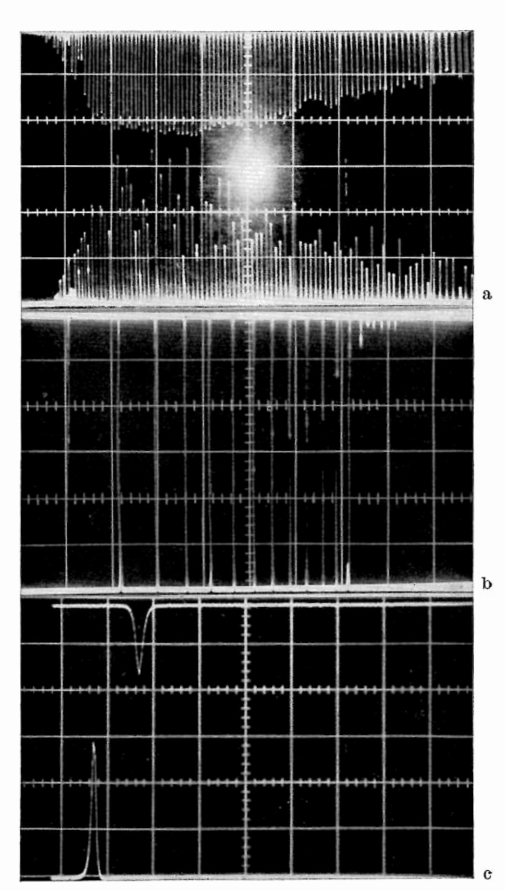


Bild 13—34

Erzeugung von Riesenimpulsen in einem YAG:Nd^{3+}-Laser durch Pumpen mit Rubin-Riesenimpulsen

a) normaler Rubinlaser, 50 μs/Einheit; oben Emission des Rubinlasers, unten Emission des Neodymlasers
b) Riesenimpulsbetrieb, 50 μs/Einheit; oben Rubin, unten Neodym
c) b) zeitlich aufgelöst, 1 μs/Einheit. Hier ist oben die Emission des Neodymlasers, unten der Pumpimpuls des Rubinlasers aufgezeichnet.

Bei genügend hoher Pumpleistung kann in einer solchen Anordnung eine Impulsverkürzung von Riesenimpulsen erreicht werden. Der Sekundärimpuls wird durch geeignete Bemessung des Resonators wesentlich kürzer als der Pumpimpuls. Eine Grenze ist dadurch gegeben, daß der Pumpimpuls abgeklungen sein muß, wenn der Sekundärimpuls sein Maximum erreicht. Aus den einfachen Zusammenhängen für den Anstieg des Impulses ergibt sich, daß eine 10fache Impulsverkürzung möglich ist.

Die Anordnung nach Bild (13—34) ist allgemein für Untersuchungen an Lasern interessant. Die Verteilung des Pumplichtes ist einstellbar, die Wärmeentwicklung im Lasermaterial ist minimal, der Laserstab ist frei zugänglich.

Literatur zu Kapitel 13

Theorie der Riesenimpulse: [70, 782, 840, 1465, 1607, 1691, 1714, 2149, 2513, 2515, 2521, 2557, 2696, 2873, 2937, 2938].

Erzeugung und Untersuchung von Riesenimpulsen: [77, 182, 225, 330, 347, 464, 493, 494, 565, 567, 573, 579, 605, 609, 610, 611, 642, 643, 644, 691, 910, 918, 943, 954, 1070, 1075, 1077, 1233, 1276, 1542, 1543, 1661, 1662, 1664, 1665, 1721, 1797, 1914, 2077, 2079, 2114, 2147, 2151, 2191, 2294, 2296, 2305, 2312, 2365, 2404, 2522, 2532, 2549, 2557, 2559, 2620, 2622, 2623, 2676, 2705, 2822, 2845, 2943, 3023, 3039, 3065, 3084].

Periodische Modulation: [81, 188, 189, 255, 965, 972, 974, 975, 1234, 1240, 1241, 1242, 1243, 1333, 1335, 1336, 2133, 2167, 2211, 2774, 2862, 2863, 2864].

Stabilisierung: [116, 215, 216, 314, 403, 697, 1016, 1180, 2222, 2223, 2565, 2629, 2682, 2704, 2769, 2786, 2828, 2842, 3045].

14. Optische Pumpsysteme

14.1. Allgemeine Regeln

Dielektrische Festkörper-Laser, in Ausnahmefällen auch Gase oder Halbleiter, werden mit Licht gepumpt. Die Lichtquelle soll eine möglichst hohe Lichtausbeute in dem Spektralbereich liefern, der vom Lasermaterial als wirksame Pumpleistung absorbiert werden kann [1590]. Lichtquelle und Lasermaterial befinden sich in einer Pumpanordnung, die das Licht der Pumpquelle auf das Lasermaterial sammelt. Je nach dem Verwendungszweck des Lasers werden an die Pumpanordnung verschiedene Anforderungen gestellt, z. B.:

i) Dauerstrich-Laser — niedrige Schwell-Leistung

ii) Impuls-Laser — hoher Wirkungsgrad

iii) Riesenimpuls-Laser und Verstärker — gleichmäßige Ausleuchtung großer Materialvolumina bei hoher Inversion.

Bei allen Lasertypen sollen Störungen des Resonators durch die Pumpquelle klein sein. Solche Störungen entstehen in erster Linie durch eine im Querschnitt des Lasermaterials ungleichmäßige Absorption des Pumplichts, die zu einer Verkrümmung und Verbiegung des effektiven Resonators führt.

Bei genaueren Untersuchungen kann das Magnetfeld der Lichtquelle stören, wenn auch bisher experimentell keine Beobachtungen hierüber vorliegen.

Durch die Pumplichtverteilung wird ferner die Modenselektion des Resonators beeinflußt.

Das Lasermaterial soll nicht von Licht getroffen werden, das als Pumplicht unwirksam ist, das aber vom Grundmaterial oder von der Dotierung absorbiert wird und zu einer Erwärmung des Materials oder zu einer unerwünschten Anregung der aktiven Atome in hochgelegene Energieniveaus führt. Bei Materialien mit mehreren Pumpbändern kann es bei hoher thermischer Belastung günstig sein, auf die höherenergetischen Pumpbänder zu verzichten und mit möglichst

niedriger Pumpfrequenz zu arbeiten, damit die bei den Relaxationsübergängen freiwerdende Wärmeenergie klein ist; so kann es bei Neodym-Lasern vorteilhaft sein, nur im roten Band zu pumpen.

Im Idealfall gelingt es, das gesamte wirksame Pumplicht der Lichtquelle auf das Lasermaterial zu sammeln. Dabei gilt eine einfache einschränkende Bedingung für die im Lasermaterial erreichbare Energiedichte. Nach den Gesetzen der Thermodynamik (Liouvillescher Satz) kann bei gleichem Brechungsindex von Lichtquelle und Absorber die Energiedichte im Absorber höchstens gleich hoch wie in der Lichtquelle sein. Bei ungleichem Brechungsindex $\mu = \frac{\mu_2}{\mu_1}$ verhalten sich die Energiedichten höchstens wie μ^3.

Dieses Gesetz führt zu einer Reihe von Konsequenzen bei der Konstruktion von Pumpanordnungen, da die Pumprate als stimulierte Absorption proportional zur Energiedichte des Pumplichts im Lasermaterial ist:

α) Um eine niedrige Schwellpumprate zu erreichen, muß die Energiedichte der Lichtquelle im Pumpband möglichst hoch sein, und sie muß im Verhältnis 1:1 (bei $\mu = 1$) in das Lasermaterial transformiert werden. Für die absolute Schwelle ist dabei nur die Energiedichte in dem am stärksten ausgeleuchteten Teilquerschnitt des Lasermaterials maßgebend.

β) Um einen Stab vom Volumen V ($\mu = 1$) mit der Energiedichte der Quelle zu pumpen, muß die Quelle mindestens ebenfalls das Leuchtvolumen V haben. Am einfachsten gelingt eine Transformation der Energiedichte im Verhältnis 1:1, wenn die Lichtquelle und das Lasermaterial die gleiche Form und Länge haben. Bei $\mu > 1$ muß bei linearen Anordnungen das Volumen der Lichtquelle μ^2-fach größer sein als das des Lasermaterials; der Querschnitt muß durch eine Immersion angepaßt werden, wenn eine gleichmäßige Ausleuchtung erwünscht ist.

γ) Wenn eine Transformation 1:1 ($\mu = 1$) im ganzen Materialquerschnitt gelingt, dann ist es beleuchtungstechnisch sinnlos, den Querschnitt der Lichtquelle noch größer zu wählen als hierfür notwendig.

δ) Es ist nicht möglich, durch Verwendung mehrerer Lichtquellen im Lasermaterial an einem gegebenen Punkt eine größere Energiedichte zu erreichen als mit einer einzigen Lichtquelle. Da für die absolute Schwelle bei gegebener Geometrie die erreichte Energiedichte maßgebend ist, folgt, daß die minimale Schwelle mit einer einzigen Lichtquelle erreichbar ist.

Die Schwellpumprate W_0 beträgt:

$$
\begin{aligned}
W_0 &= \frac{2N_1}{\tau} + \frac{n_0}{\tau} \\
&= \frac{2N_1}{\tau} + (1 - R + A)\frac{8\pi\nu^2}{C^2}\Delta\nu \cdot Q.
\end{aligned}
\qquad (14\text{—}1)
$$

Die Inversionsrate $\frac{2N_1}{\tau}$ ist proportional zum Kristallvolumen, die Schwellrate $\frac{n_0}{\tau}$ ist allein proportional zum Materialquerschnitt. Bei gegebenem Materialquerschnitt wächst $\frac{2N_1}{\tau}$ proportional zur Materiallänge, $\frac{n_0}{\tau}$ ist konstant.

Für ein Vier-Niveau-Material ($N_1 = 0$) ist die Schwelle nach Gl. (14—1) bei konstanten Resonatorverlusten unabhängig von der Länge des aktiven Materials, solange der gesamte Fluß der Pumpquelle im Material wirksam ist; in der Praxis bedeutet dies, solange das Material länger oder mindestens gleich lang wie die Pumpquelle ist. In Wirklichkeit wachsen die inneren Verluste des Materials etwa exponentiell mit seiner Länge an, so daß bei gleichen sonstigen Verlusten die Schwellpumprate mit wachsender Materiallänge etwas ansteigt.

Im Experiment ist oft das aktive Material kürzer als die Leuchtstrecke (z. B. 2 Zoll-Blitzlampe und $CaW0_4:Nd^{3+}$-Stab von 1 bis 1,5 Zoll Länge in einem elliptischen Zylinder von 2 Zoll Länge). Da es nicht in einfacher Weise möglich ist, die größere Länge der Lichtquelle an die Materiallänge anzupassen, sinkt in diesem Fall die Schwelle mit wachsender Länge des aktiven Materials, solange es höchstens gleich lang ist wie die Lichtquelle. Bei vergleichbarer Materialgüte erhalten wir z. B. die niedrigste Schwelle für einen $CaW0_4:Nd^{3+}$-Stab von 2 Zoll Länge, der an die Lichtquelle mit 2 Zoll Leuchtstrecke in einem geeigneten Pumpsystem angepaßt ist. Ohne Berücksichtigung der nichtlinear anwachsenden Materialverluste müßten wir die gleiche Schwelle in entsprechend angepaßten Systemen von 1, 2, 3 . . . Zoll Länge erhalten, solange alle Komponenten gleichwertig sind. Durch die inneren Verluste liegt die Schwelle in den längeren Systemen etwas höher; in Systemen mit sehr kurzer Leuchtstrecke steigt sie an, weil der Wirkungsgrad der Lichtquelle bei kleiner Bogenlänge abnimmt. Das Optimum liegt für Systeme mit Blitzlampen etwa bei 50 mm Länge, für Systeme mit Quecksilberbogenlampen je nach der Materialhomogenität bei 1 bis 5 cm Länge. Da die Belastbarkeit des Materials proportional zur Materiallänge wächst, wird man in der Praxis eine

geringfügig höhere Schwelle in Kauf nehmen und nach Möglichkeit mit Längen von 5 cm und darüber arbeiten. Die Belastbarkeit der Lichtquelle wächst ebenfalls etwa proportional zu ihrer Bogenlänge und beträgt z. B. 1 kW/2,5 cm für Quecksilberkapillarlampen Typ AH6 bzw. 200 Ws/2,5 cm für Xenonimpulslampen mit 7 mm Bogendurchmesser. Beim Vier-Niveau-Laser wächst die in Einheiten der Schwellwerte erreichbare Pumpleistung bzw. die Pumpenergie etwa proportional zur angepaßten Materiallänge an.

Bei Drei-Niveau-Lasern ist im normalen Laserbetrieb $n_0 \ll 2N_1$. Die Schwellwerte wachsen proportional mit der Länge des Lasermaterials, wenn die Lichtquelle kürzer oder höchstens gleich groß ist. Solange die Lichtquelle länger ist, bleibt der Schwellwert von der Materiallänge nahezu unabhängig. Erst bei sehr kurzen Stäben, bei guten Rubinen unterhalb 1 cm für 20 °C, steigt in diesem Fall die Schwelle durch Erhöhung von (n_0/N_1) pro Raumeinheit an. In angepaßten Systemen sind die Schwellwerte proportional zur Systemlänge. Man erreicht unabhängig von der Stablänge bei der Maximalbelastung der Lichtquelle etwa jeweils das gleiche Vielfache der Schwellwerte. Es wäre damit möglich, mit kurzen Rubinen, etwa von 1 cm Länge, sehr niedrige Schwellwerte zu erzielen. Dies scheitert wieder daran, daß der Wirkungsgrad handelsüblicher Blitzlampen schnell abnimmt, wenn die Bogenlänge unter 5 cm fällt. Bei größeren Bogenlängen bleibt der Wirkungsgrad konstant. Die niedrigste Schwellenergie erreicht man mit den meist verwendeten Lampentypen bei Rubinen mit Blitzlampen von 5 cm Bogenlänge, wobei für Rubine von 1 bis 5 cm Länge gleiche Werte beobachtet werden können.

Bei Rubin-Lasern ist in der Regel $P \gg P_i$ nicht erreichbar. In vielen Fällen wird Inversion überhaupt nur in einem begrenzten Materialquerschnitt erziehlt. Für die Ausgangsleistung ist daher nur der Fluß des Pumplichtes durch den invertierten Materialquerschnitt maßgebend. Bei Vier-Niveau-Lasern ist $P \gg P_t$ im Impulsbetrieb im ganzen Stabquerschnitt möglich, und die Ausgangsleistung ist proportional dem Fluß des Pumplichtes durch das ganze Materialvolumen.

Die Konzentration der aktiven Atome geht für Drei-und Vier-Niveau-Materialien unterschiedlich ein. Solange das Material optisch dünn ist gegen das Pumplicht und $N_1 \gg n_0$, bleibt der Schwellwert für Drei-Niveau-Materialien unabhängig von der Dotierung, da die Absorption und die Inversionsleistung in gleicher Weise mit der Dotierung ansteigen. Bei sehr niedrigen Konzentrationen wird $n_0 \approx N_1$,

und der Schwellwert steigt; Rubin-Laser mit 0.006 % Cr^{3+} können bei Zimmertemperatur in Fabry-Perot-Resonatoren die Schwelle bei mäßiger Kristallqualität nicht mehr erreichen, wohl aber in totalreflektierenden Resonatoren. Bei sehr hoher Konzentration wird das Material optisch dicht, und es ist nicht mehr möglich, den Kern eines dicken Rubinstabes zu invertieren. Allerdings wird bei Rubin für dünne Stäbe die Grenze der Dotierung durch andere Effekte bestimmt, nämlich durch die wachsende Wechselwirkung zwischen benachbarten Chromatomen, so daß der für die Ausgangsleistung optimale Wert bei 0,035 % Cr^{3+} liegt. Rubine mit 0,08 % Cr^{3+} können bei 20 °C gerade noch als Laser betrieben werden.

In Vier-Niveau-Materialien sinkt die Schwelle mit wachsender Absorption des Pumplichts, bis das Material optisch dicht ist. Man wird die Dotierung so hoch wie möglich wählen. Die Grenze ist durch unerwünschte Wechselwirkungen gegeben, die aber im Beispiel des Neodymglases erst bei Konzentrationen oberhalb 6 % zu einer nichtstrahlenden Verkürzung der Fluoreszenzzeit führen. Eine andere Grenze entsteht dadurch, daß das Grundmaterial bei hoher Konzentration der Dotierung optisch inhomogen werden kann und Bruchneigung zeigt. Diese Grenze wird für $CaW0_4:Nd^{3+}$ bei 2 % erreicht. In manchen Fällen kann es empfehlenswert sein, mit $CaW0_4:Nd^{3+}$-Stäben von 0,5 bis 1 % Dotierung zu arbeiten; die Schwelle liegt dann zwar merklich höher; das schwächer dotierte Material ist aber optisch homogener und liefert einen weniger gestörten Resonator.

Bild (14—1) zeigt in farbiger Wiedergabe einige typische Laserstäbe. Von links nach rechts: Rubinrohr; 0°-Rubin poliert; 90°-Rubin mit 90°-Prisma und Brewsterfläche, Umfang rauh, für gekühlte Verstärker und zur Beobachtung von Superstrahlung; 90°-Rubin mit Brewsterfläche, Umfang rauh, für Riesenimpulserzeugung; stehend: ummantelter Rubin; nebeneinander liegend: verspiegelter einfacher und ummantelter Rubin gleicher Dotierung mit deutlich erkennbarem Farbunterschied; oben zwei verspiegelte $CaF_2:Dy^{2+}$-Stäbe mit bräunlich bis grünlich-brauner Farbe; unten ein $YAG:Nd^{3+}$-Stab mit 3 mm ∅ und ein $CaW0_4:Nd^{3+}$-Stab mit 5 mm ∅; rechts drei Stäbe aus Neodymglas.

14.2. Lichtquellen

Nur in Einzelfällen kommen als Pumpquellen für Laser schmalbandige Linienstrahler in Frage, so die 3888 Å-Linie des Helium zum Pumpen

des Cäsiumdampf-Lasers. Weitere Versuche mit relativ schmalbandigen Lichtquellen brachten elegante, aber beim Stand der Technik noch wenig praktikable Lösungen, wie Pumpen eines $CaW0_4:Nd^{3+}$-Lasers bei 77 °K mit durch Elektronenstrahlen angeregter Lumineszenz [187, 1831, 1832], eines $CaF_2:Dy^{2+}$-Lasers bei 1,9 °K mit 100 Lumineszenzdioden [1830], oder eines $CaF_2:U^{3+}$-Lasers bei 4 °K mit 5 Galliumarsenid-Laserdioden [1309]. Rubin-Laser eignen sich als Pumpquelle für $YAG:Nd^{3+}$-Laser (s. Kap. 13), sowie für Halbleiter-Laser.

a) Dauerstrichbrenner

Für Dauerstrichanordnungen sind als Lichtquellen besonders Quecksilberhöchstdrucklampen geeignet, deren druckverbreitertes Linienspektrum in Bild (14—2) dargestellt ist. Das Spektrum überlappt nahezu vollständig mit dem Absorptionsspektrum von Rubin (Bild 14—2c), die gelbe Linie fällt zusammen mit dem intensivsten Absorptionsband des $CaW0_4:Nd^{3+}$-Ions (Bild 14—2c). Dagegen sind Quecksilberlampen weniger geeignet zum Pumpen von $CaF_2:Dy^{2+}$ und $YAG:Nd^{3+}$, da die Emission im Roten nur gering ist, wo diese Materialien ihr wichtigstes Pumpband besitzen.

Die Leuchtdichte von Quecksilberlangbogenlampen reicht aus, um alle wichtigen Lasermaterialien damit im Dauerstrich zu pumpen: Neodym in verschiedenen Grundmaterialien [1215, 1216, 2641], $CaF_2:Dy^{2+}$ [1207, 1334, 2630], $CaF_2:U^{3+}$ [322] und schließlich auch Rubin [702, 1799, 1800, 1807, 2076, 2078]. Die Lampen müssen normaler-

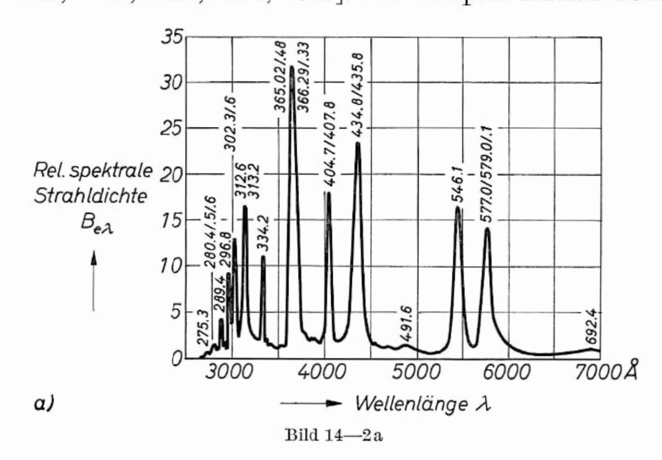


Bild 14—2a

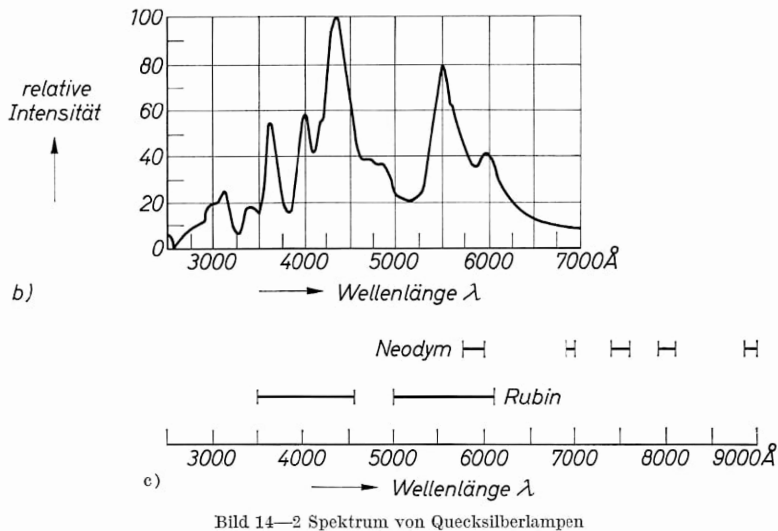


Bild 14—2 Spektrum von Quecksilberlampen
a) Quecksilberkurzbogenlampe Osram HBO 200 W
b) Quecksilberlangbogenlampe Type A PEK
c) Pumpbänder von Neodym- und Rubinlasern

weise mit Wasser gekühlt werden. Bei direktem Anblasen der Elektroden ist Luftkühlung möglich, die für dünnwandige Kapillarlampen eine Senkung der Schwelle im Dauerstrich ermöglicht, da die Herabsetzung der wirksamen Leuchtdichte durch die Immersion des Kühlmittels entfällt. Bei der oft verwendeten Type AH-6 ist die Rohrwand allerdings bereits so dick, daß die Immersion in Wasser keinen zusätzlichen Effekt mehr erzeugt.

In Bild (14—3) sind einige der für Dauerstrich-Laser gebräuchlichen Quecksilberlangbogenlampen abgebildet. Die Bogenlängen liegen bei 1,2 bis 5 cm, der Bogendurchmesser bei 1 bis 2,5 mm. Einige Betriebsdaten sind in Tabelle (14—1) zusammengestellt. Bild (14—4) zeigt die Aus-

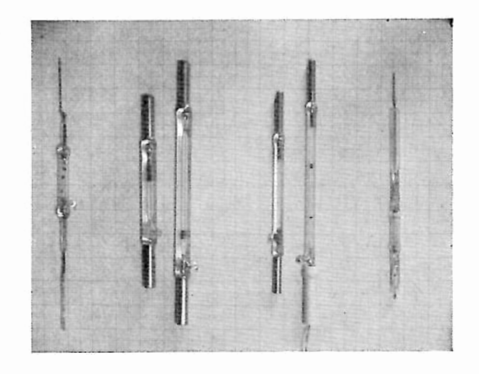


Bild 14—3
Quecksilberlampen für Dauerstrichlaser
a) SP 1000 W (Philips)
b) AH-6 (PEK) ≈ SP 900 (Philips)
c) AH-6 — 2 Zoll (PEK)
d) A $1^1/_8$ Zoll (PEK)
e) A-2 Zoll (PEK)
f) SPP 1000 (Philips), Impulslampe

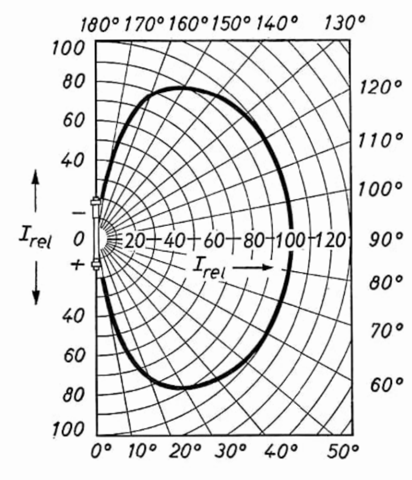
Tabelle (14–1)
Betriebsdaten von Quecksilberlampen

	SP 1000	AH-6	A	HBO 100 W/2
Maximale Leistung (kW)	1	1 pro Zoll	1,77 pro Zoll	0,1
Bogendurchmesser	2 mm	2 mm	1 mm	0,25 mm
Bogenlänge	12,5 mm	1–2 Zoll	$1^1/_8$–2 Zoll	0,25 mm
maximale Leuchtdichte (cd/cm^2)	45000	40000	90000	170000
maximale Brennspannung (V)	500	900 pro Zoll	1400pro Zoll	20
Kühlung	Wasser 4 l/min	Wasser	Wasser	Luft
Lebensdauer (h)	50	60	5	200
	Lebensdauer sinkt stark ab bei häufigem Zünden der Röhre			
maximaler Strom bei Betrieb in offener Umgebung (A)	1,9	1,25	1,1	5
Anlaufzeit (s)	3	3	3	60
Zündung		selbstzündend		Überlagerungszündung

In den üblichen Pumpanordnungen wird ein Teil des Pumplichtes auf die Röhre zurückreflektiert. Sie wird dadurch zusätzlich aufgeheizt, und ihr Wirkungsgrad steigt, während die externe Belastbarkeit gegenüber den in der Tabelle angegebenen Werten absinkt. Die echte Belastungsgrenze ist durch den Innendruck gegeben, für den die Röhrenspannung ein charakteristischer Parameter ist. Bei Einhalten der für freie Umgebung angegebenen Maximalwerte wird die Röhre je nach der Anordnung mehr oder weniger überlastet. In gleicher Weise sind je nach dem Betrag der Rückheizung die in verschiedener Anordnung beobachteten Schwellwerte nicht vergleichbar. Die bei unveränderter Lebensdauer zulässige Belastung liegt in guten abbildenden Pumpsystemen bei etwa 0,6 bis 0,75 der oben angegebenen Werte für freie Umgebung.

strahlungscharakteristik typischer Langbogenlampen. Die höchste Leuchtdichte erreicht die nur 1 mm Innendurchmesser aufweisende Type A, die besonders für Rubin-Dauerstrich-Laser verwendet wird.

Noch höhere Leuchtdichten erreicht man mit Quecksilberkurzbogenlampen. Eine solche Lampe wurde für den Dauerstrichbetrieb eines trompetenförmigen Rubin-Lasers bei 77 °K verwendet [1800] (s. unten). Bild (14–5) zeigt die Verteilung der Leuchtdichte im Bogen



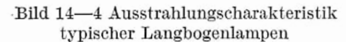


Bild 14—4 Ausstrahlungscharakteristik typischer Langbogenlampen

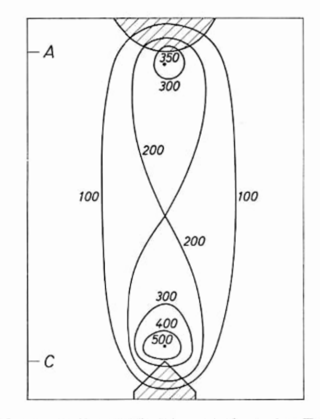


Bild 14—5 Leuchtdichteverteilung im Bogen einer Quecksilberkurzbogenlampe. Die Parameter kennzeichnen Kurven gleicher Leuchtdichte. 1000-W-Kurzbogenlampe Honovia 528B-9; 6 mm Bogenlänge, 3 mm Bogendurchmesser

einer Quecksilberkurzbogenlampe. Sie ist sehr ungleichmäßig; der Bereich höchster Leuchtdichte ist klein gegen das Bogenvolumen. Es kann sinnvoll sein, einen Bogen zu verwenden, dessen Bild groß gegen die auszuleuchtende Fläche ist, und nur den Bereich höchster Leuchtdichte zum Pumpen auszunutzen.

$CaF_2:Dy^{2+}$ kann man bei Temperaturen unter 80 °K mit einer Glühlampe im Dauerstrich pumpen. Bild (14—6) zeigt eine dafür geeignete Quarzjod-Wolframglühfadenlampe mit Doppelwendel [2075]. Mit der gleichen Lichtquelle kann $YAG:Nd^{3+}$ bei Zimmertemperatur gepumpt werden.

Einen besseren Wirkungsgrad erreicht man für beide Materialien mit Xenonlangbogenlampen [2075], deren Spektrum in Bild (14—7) aufgezeichnet ist. Bild (14—6) zeigt Brenner von wassergekühlten Röhren mit Bogenlängen von 5 bis 7,5 cm und Bogendurchmessern von 2,5 bis 4 mm. Tabelle (14—2) gibt die Daten von Xenondauerstrichlampen an. Auch diese Brenner müssen mit Wasser gekühlt werden.

Quecksilberbogenlampen haben eine Konstantleistungs-Charakteristik, sie lassen sich nur bis auf etwa 50 % der Soll-Last herabregeln, weil dann das Quecksilber der „überdosierten“ Röhren vollständig kondensiert, und sie lassen sich nur schwer überlasten, da der Innenwiderstand mit der Leistung steil ansteigt.

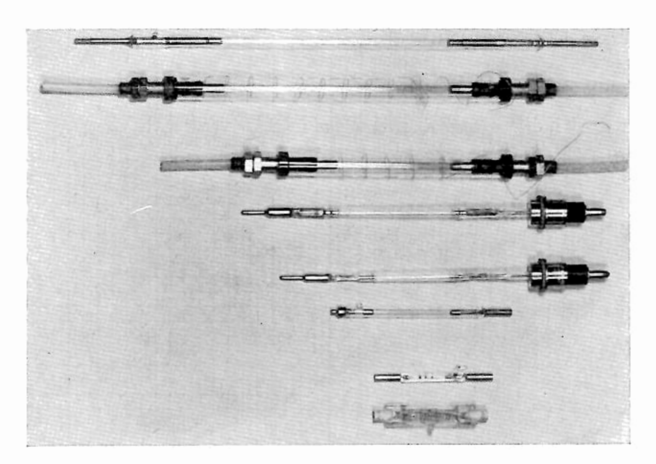


Bild 14—6 Lichtquellen für kontinuierlichen und quasikontinuierlichen Laserbetrieb; bis auf a) mit Wasserkühlung. Von unten nach oben:

a) Quarzjodglühlampe Osram 64570; 30 mm Wendellänge; 800 W; Luftkühlung
b) Quecksilberbogenlampe AH-6; 25 mm Bogenlänge, 1 kW
c) Xenonbogenlampe PEK-500 Watt; 2 Zoll Bogenlänge, 4 mm Bogendurchmesser, geeignet auch als Blitzlampe bis 100 Ws
d) Xenonbogenlampe Osram XBF 1000 W/2; 1 kW; 50 mm Bogenlänge; 2,5 mm Bogendurchmesser. Geeignet auch als Blitzlampe bis 5 Ws
e) Xenonbogenlampe Osram XBF 2500 W/1; 2,5 kW; 75 mm Bogenlänge; 3,5 mm Bogendurchmesser. Geeignet auch als Blitzlampe bis 10 Ws
f) Xenonblitzlampe E. G. & G. (Edgerton, Germeshausen and Grier) FX-62 A; 4 kW mittlere Leistung; 600 Ws maximale Impulsenergie; 3 Zoll Bogenlänge, 7 mm Bogendurchmesser; mit kompletter Kühlung
g) Xenonblitzlampe E. G. & G. FX-65A; 8 kW mittlere Leistung; 2000 Ws maximale Impulsenergie; 6 Zoll Bogenlänge, 7 mm Bogendurchmesser; mit kompletter Kühlung
h) Xenonblitzlampe PEK-spezial; 8 kW; 2000 Ws; 6 Zoll; 7 mm Bogendurchmesser

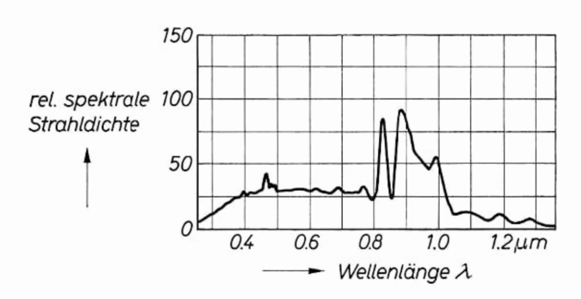


Bild 14—7 Spektrum von Xenonlangbogenlampen. Näherungsweise entspricht dem auch das Spektrum von Xenonblitzlampen bei niedriger Betriebsspannung. Bei hoher Betriebsspannung ist der Blauanteil höher.

Tabelle (14–2)

Betriebsdaten von Xenonlangbogenlampen für Dauerstrichlaser (Osram)

	XBF 1000 W	XBF 2500 W/1	XBF 6000 W/1
Versorgungs-spannung (V)	220~ Type W/1 100 – Type W/2	220≃	220≃
Brennspannung (V)	90	115	135
Maximale Stromstärke (A)	11,5	22,3	45
Maximale Leistung (kW)	1	2,5	6
Bogenlänge (mm)	50	75	110
Bogendurchmesser (mm)	2,5	3,5	5
Kühlwasser l/min	2,5	2,5	6
Zündung	Überlagerungszündung		
Lebensdauer (h)	600 bei maximal 30000 bis 60000 Schaltungen		

Auch hier beziehen sich die Angaben über die maximale Belastbarkeit auf Betrieb in freier Umgebung. Im Gegensatz zu Quecksilberlampen können Xenonlampen jedoch ohne Bruchgefahr erheblich überlastet werden, so daß die angegebenen Werte unter Erreichen einer vernünftigen Lebensdauer auch in einem Pumpspiegel eingehalten werden können.

Xenonbogenlampen können nahezu auf Null heruntergeregelt und sicher kurzzeitig bis zum doppelten Sollwert überlastet werden. Sie sind angenehmer zu handhaben als Quecksilberlampen; ihre Lebensdauer ist in der Praxis etwa 100fach größer als die vergleichbarer Quecksilberlampen.

Xenonkurzbogenlampen können ebenfalls zum Pumpen von $YAG:Nd^{3+}$ und $CaF_2:Dy^{2+}$ eingesetzt werden, bieten jedoch außer der Möglichkeit einer Luftkühlung keinen Vorteil gegenüber den höher belastbaren Langbogenlampen [1334, 2630].

Xenonlampen werden mit einer Überlagerungszündung gestartet (s. unten). Quecksilberlampen laufen normalerweise allein an. Die Brenner enthalten eine Argonfüllung unter geringem Druck, die bei ca. 700 V durchzündet. Der Innenwiderstand des Argonbogens ist sehr niedrig, so daß die Spannung zunächst auf etwa 50 bis 100 V sinkt. Damit das Quecksilber verdampft, muß die Röhre mit ausreichender Leistung anlaufen, das Netzgerät muß für 2- bis 5fachen Betriebsstrom dimensioniert sein. Sobald das Quecksilber verdampft, steigt der Innenwiderstand in Sekundenbruchteilen steil an, die Bogenspannung geht auf 500 bis 1000 V (AH-6), und der Strom sinkt auf 0,7 bis 1 A. An den Elektroden bleibt bei den überdosierten Röhren stets flüssiges Quecksilber übrig.

Quecksilberbogenlampen laufen nur dann allein an, wenn die Kapillare nicht durch Quecksilbertropfen geschlossen ist. Man muß eine leichte Auswechselbarkeit der Brenner vorsehen, um gegebenenfalls das Quecksilber durch Schütteln der ausgebauten Lampe geeignet verteilen zu können. Unter Umständen kann man mit einer Überlagerungszündung auch eine Lampe mit einem Quecksilberpfropf zwischen den Elektroden durchzünden.

Die Lebensdauer von Quecksilberbogenlampen nimmt stark ab, wenn sie häufig neu gezündet und wenn sie bei wechselnder Leistung betrieben werden. Im Laserbetrieb liegt sie bei der Anwendung für Dauerstrich-Laser unter häufigem Abschalten bei 1 bis 10 Stunden.

Durch die üblichen Pumpsysteme wird ein Teil des Pumplichts auf die Lichtquelle zurückreflektiert und führt zu einer zusätzlichen Aufheizung. Die Brenner sind daher nicht sicher mit den für Betrieb in reflexionsfreier Umgebung ermittelten Maximalwerten belastbar. Für die Type A gilt, daß sie längere Zeit in einem guten Pumpsystem nur mit 1,2 kW/Zoll statt mit 1,8 kW/Zoll betrieben werden kann.

Quecksilberkurzbogenlampen haben Betriebsspannungen von 80 bis 150 V und Betriebsströme von 4 bis 10 A. Sie werden durch Überlagerung oder durch einen HF-Stab gezündet und laufen teilweise sehr langsam in 1 bis 2 Minuten an. Auch hier ist zu berücksichtigen, daß der Anlaufstrom mehrfach höher ist als der Betriebsstrom. Damit das Quecksilber verdampfen kann, muß es beim Zünden den Kathodenstift berühren.

Alle Hochleistungslampen können mit Wechselstrom oder Gleichstrom betrieben werden, wobei für manche Typen jeweils spezielle Ausführungen erhältlich sind. Bei Betrieb mit Gleichstrom lassen sich die Brenner leichter zünden und regeln. Vorteilhaft ist für den Experimentator ein Betrieb an gleichgerichtetem 3-Phasenstrom mit auswechselbarer Siebung. Die 300-Hz-Brummspitzen lassen den Einsatz des Lasers an der Schwelle leicht erkennen und liefern eine für den Nachweis vorteilhafte, durch die Siebung einstellbare Modulation seiner Ausgangsleistung. Bild (14—8) zeigt für Xenon- und Quecksilberbogenlampen geeignete einfache Schaltungen. Durch Abschalten einer Phase kann mit 100-Hz-Modulation gearbeitet werden.

Überdosierte Quecksilberlampen lassen sich nur schwer impulsmäßig belasten. Die genannten Xenonbogenlampen können dagegen auch im periodischen Impulsbetrieb oder mit Einzelimpulsen betrieben werden. Die Spitzenbelastbarkeit ist dabei durch die Einschmelztechnik der Elektroden (Molybdänfolie) auf 3 bis 5 Ws bei ca. 100 μs Im-

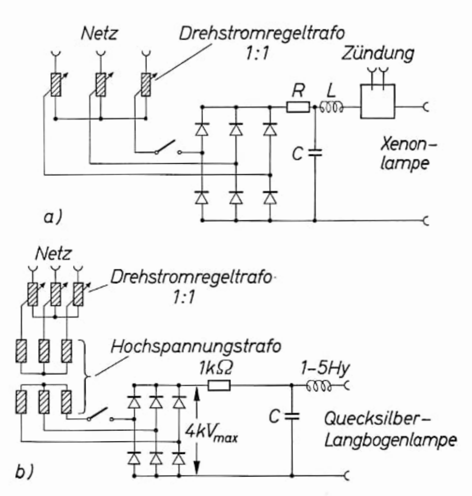


Bild 14—8 Einfache Netzgeräte für Xenon-(a) und Quecksilberlangbogenlampen (b). Der Schalter dient zur Umschaltung auf 100 Hz-Halbwellenbetrieb.

pulsdauer begrenzt. Gute $CaW0_4$:Nd^{3+}-Laser können mit Xenonlangbogenlampen bei 1 kW mittlerer Leistung mit 1000 Hz betrieben werden. Da dabei eine Schwellenergie von 0,3 Ws erreicht wird, ist die mögliche Pumpenergie gleich dem dreifachen Schwellwert.

Für periodisch gepumpte kleine Laser mit hoher Impulsfolge sind dosierte Quecksilberlampen geeignet, bei denen der gesamte Quecksilbervorrat verdampft. Handelsüblich ist für Kinoprojektionszwecke die Type SPP 1000, deren Daten in Tabelle (14—3) zusammengestellt sind. Die Röhren werden oberhalb ihrer Durchschlags-

Tabelle (14—3)

Betriebsdaten der Quecksilber-Impulslampe SPP 1000 (Philips)

Mittlere Leistung	1000 W
Spitzenwert des Impulsstroms	30 A
Zulässiger mittlerer Strom	2,8 A
Zündspannung min.	1100 V
Brennspannung	350—510 V
Impulsfrequenz max.	100 s^{-1}
Impulsbreite	3 ms bei 10 Ws Impulsenergie
Kühlung Wasser	4 l/min
Bogenlänge	14,5 mm
Bogendurchmesser	2,5 mm
Lebensdauer	40 h

spannung betrieben und mit einem zusätzlichen Thyratron in einer Anordnung ähnlich Bild (14—8b) geschaltet. Wegen der Bändcheneinschmelzung der Elektroden ist die Impulsenergie auf normalerweise 12 Ws begrenzt, womit ein Rubin-Laser in der Regel noch nicht invertiert werden kann. Die Bruchgrenze dieser Rohre liegt bei 45 Ws für 2 ms Impulsdauer. Ein ummantelter Rubin von 25 mm Länge und 1,4 mm Kerndurchmesser konnte bei einer Impulsenergie von 25 Ws unter Wasserkühlung mit 40 Hz bei der 1,5fachen Schwellenergie gepumpt werden.

Dagegen haben sich andere, aufwendigere Röhren mit einem Thalliumzusatz für das impulsmäßige Pumpen von Rubin-Lasern weniger bewährt. Die Schwelle lag unter Verwendung der Röhre 126158 bei 30 Ws, und die Bruchgrenze wurde, begrenzt durch die Elektrodeneinschmelzung, wieder bei 40 bis 50 Ws erreicht. Die Sollbelastung der Röhre liegt bei 12 Ws. Bei der notwendigen Überlastung wird die grüne Thalliumlinie durch Selbstabsorption überdeckt, so daß die Beimengung keine verbesserte Anpassung des Spektrums an Rubin ermöglicht.

Die Entwicklung größerer dosierter Quecksilberimpulslampen dürfte beim Betrieb von Impuls-Lasern hoher Repetitionsfrequenz zu einem wesentlichen Fortschritt führen. Mit den verfügbaren Röhren können nur kleine Rubine in gut angepaßten Pumpsystemen betrieben werden.

b) Blitzlampen

Die meisten Festkörper-Laser werden in Einzelimpulsen mit edelgasgefüllten Blitzlampen gepumpt. Überwiegend werden Röhren mit Xenonfüllung verwendet; es ist jedoch gezeigt worden, daß eine Argonfüllung für Rubin-Laser zu vergleichbaren Ergebnissen führt [1499].

Bild (14—9) zeigt eine Schaltskizze für die übliche Betriebsweise von Blitzröhren. Ein Kondensator C wird über einen Widerstand R

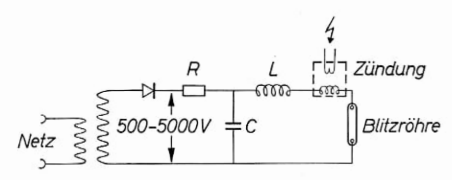


Bild 14—9 Netzgerät für Blitzlampe, schematisch

auf die Spannung U aufgeladen. Die gespeicherte Energie beträgt:

$$E = \frac{1}{2} C U^2. \qquad (14\text{—}2)$$

Die Blitzröhre liegt üblicherweise parallel zum Kondensator; ihre Durchschlagsspannung ist größer als U. Zu ihrer Zündung wird der Betriebsspannung ein Spannungsimpuls von 10 bis 40 kV überlagert, der in der Röhre einen Durchschlag zwischen den Elektroden in Form eines dünnen, unregelmäßigen Funkens erzeugt. Durch die so erreichte Ionisation wird die Röhre leitfähig und entlädt den Kondensator. Dabei dehnt sich die Entladung schnell bis zur Wand aus und erfüllt bei genügend hoher Stromdichte den Röhrenquerschnitt etwa gleichförmig. Die Ausdehnungsgeschwindigkeit des Funkens hängt vom Stromanstieg ab. Die Reflexion des sich ausdehnenden Plasmas an der Röhrenwand führt zu einer akustischen Schockwelle, die bei zu steilem Anstieg die Röhre zerstören kann. Man muß den Anstieg des Stromes begrenzen. Bei Verwendung von Elektrolytkondensatoren genügt oft deren Innenwiderstand und Induktivität; im anderen Fall wird der Stromanstieg durch eine Luftdrossel L von 100 bis 300 μHy begrenzt (s. Bild 14—9). Während des Stromanstiegs ändert sich der Innenwiderstand der Röhre stark [382]; bei Beschaltung mit einer Drossel ist dies praktisch unbedeutend. Im Impulsabfall ist der Innenwiderstand der Röhre nahezu konstant; der Strom und damit auch etwa die Lichtausbeute sinkt für $L=0$ exponentiell wie $\tau = R_i C$ ab. Bei Röhren mit sehr kleinem Innenwiderstand wird man die Impulsdauer und -form durch eine Induktivität im Stromkreis bestimmen. Bild (14—10) zeigt typische Entladungsformen von Blitzröhren für Rubin-Laser.

Die mit einem Photodetektor gemessene Lichtausbeute hat für verschiedene Spektralbereiche einen unterschiedlichen zeitlichen Verlauf, da die für das Maximum der Strahlungsemission bestimmende Plasmatemperatur sich im Impuls ändert. Für die Auswertung des Emissionsverlaufs von Lasern muß der Pumpverlauf im jeweiligen Pumpband mit Schmalbandfiltern bestimmt werden. Bild (14—11) zeigt die Emission einer Blitzlampe bei verschiedenen Wellenlängen unter sonst gleichen Bedingungen.

Die Emission im Ultrarot ist überraschend viel länger als die sichtbare Emission; sie wird zum Teil durch die Wärmestrahlung der inneren Röhrenwand erzeugt und ist bei gleichem Entladungsvolumen etwa proportional zur Oberfläche der Röhre. Die Aufheizung von

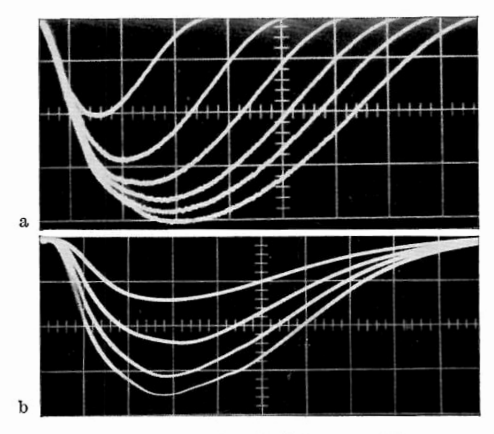


Bild 14—10 Typischer Entladungsverlauf von Blitzlampen, mit Drossel zur Begrenzung des Stromanstiegs. FX-42; 360 μHy; 200 μs/Einheit; gemessen bei 5500 Å

a) Wachsende Pumpenergie bei konstanter Betriebsspannung von 1000 V
C = 200 400 600 800 1000 1200 μF
E = 100 200 300 400 500 600 Ws

b) Wachsende Pumpenergie bei konstanter Kondensatorkapazität von 1200 μF
U = 578 817 1000 1150 V
W = 200 400 600 800 Ws

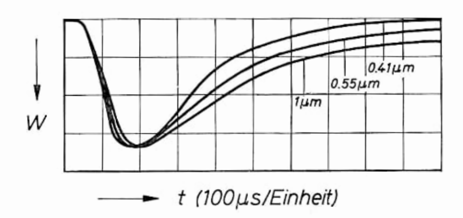


Bild 14—11 Emission einer Blitzlampe in verschiedenen Spektralbereichen. PEK XE — 1 — 3 ohne Drossel; 200 μF; 58 Ws; in Kreiszylinderspiegel eingebaut. Die langwellige Emission steigt schneller an und fällt langsamer ab als die Lichtausbeute im kurzwelligen Spektralbereich. Die Maxima sind auf gleiche Höhe normiert. Bei sehr geringer Belastung (2 Ws) sind die Unterschiede wesentlich krasser.

Rubin-Lasern ist daher bei Anordnungen mit linearen Lampen kleiner Oberfläche geringer als bei Anordnungen mit gewendelten Lampen. Bei Lasern, die im Roten gepumpt werden, führt der langsame Abfall des Pumplichts dazu, daß der Lasereinsatz stark gegen den Beginn des Pumpimpulses verzögert sein kann. Bild (12—3) zeigte als Beispiel den Einsatz eines $CaF_2:Dy^{2+}$-Lasers bei 77 °K. Bei einer Schwellenergie von 2 Ws ist die stimulierte Emission um 10 ms gegen den Beginn des Pumpimpulses verzögert ($\tau \sim 16$ ms). Der sichtbare Pumpimpuls dauert dagegen nur 100 μs.

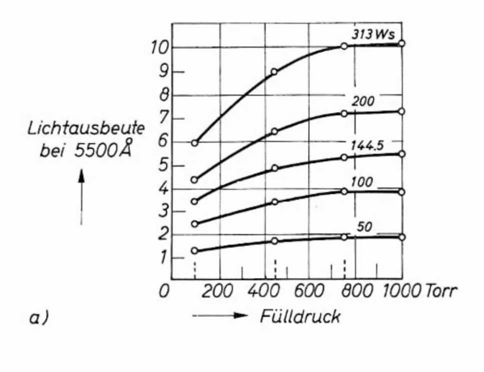
Der Innenwiderstand R_i der Blitzlampen ist proportional dem Fülldruck F und dem Verhältnis von Bogenlänge zu -querschnitt:

$$R_i = CF\frac{l}{Q}\,. \tag{14—3}$$

Er liegt bei kurzen linearen Lampen üblicherweise zwischen 0,05 bis 1 Ω.

Nach Messungen (Bild 14—12a) steigt die Lichtausbeute für gegebene Röhren mit wachsendem Fülldruck an [382]; der Anstieg ist bei hoher Belastung größer als bei niedriger; man wird den Druck allerdings nicht zu hoch wählen, um einen tragbaren Innenwiderstand und eine gute Zündbereitschaft zu erhalten; übliche Drucke sind 20 bis 300 Torr.

Der Wirkungsgrad bei gegebenem Fülldruck ist abhängig vom Durchmesser des Bogens. Nach Bild (14—12b) steigt er in dem gege-



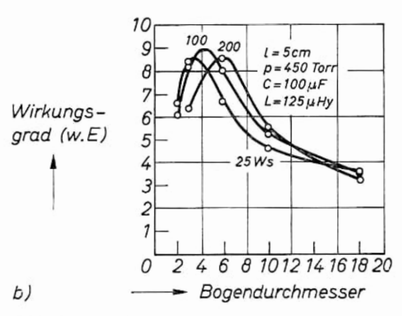


Bild 14—12 Ausbeute von Xenon-Blitzlampen in Abhängigkeit von Fülldruck und Bogendurchmesser (nach A. BUCK u.a. [382])

a) Lichtausbeute als Funktion des Fülldrucks für eine Röhre von 6 mm Bogendurchmesser und 5 cm Bogenlänge; Impulsenergie als Parameter

b) Wirkungsgrad als Funktion des Bogendurchmessers bei gegebenem Fülldruck (450 Torr). Impulsenergie als Parameter

benen Beispiel bis 6 mm Durchmesser bei hoher Belastung an. Bei sehr kleiner Belastung sind dünne Röhren günstig (Xenonlangbogenlampen!). Übliche Innendurchmesser für Impulslampen sind 4 bis 7 mm, bei Maximalwerten bis 30 mm.

Eine interessante Größe ist die Durchlässigkeit der Blitzröhre für ihr eigenes Licht. Sie ist in Bild (14—13) für einige Spektralbereiche aufgezeichnet [690]. Die Transmission sinkt stark mit wachsender

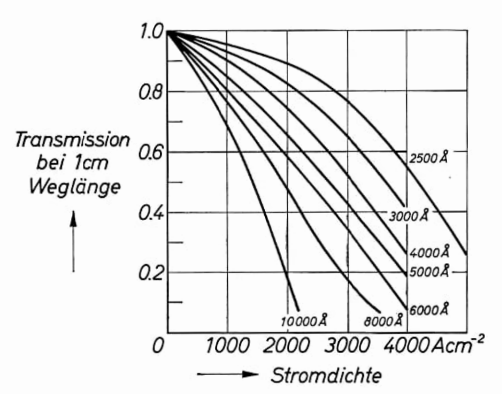


Bild 14—13 Transmission einer Xenonblitzlampe in Abhängigkeit von der Stromdichte; Wellenlänge als Parameter (nach J. L. EMMET u.a. [690]).

Stromdichte. Im Blauen ist die Durchlässigkeit auch bei hohen Stromdichten gut; im langwelligen Teil des Spektrums sind die Röhren dagegen bereits bei 2000A/cm² weniger als 50 %/cm transparent. Man kann also nur einen Teil der Strahlung durch die Röhre hindurch auf ein Objekt bündeln. Typische Stromdichten sind 500 A/cm² bis 3000 A/cm². Die hohen Stromdichten werden vor allem bei spiraligen Blitzlampen angewendet.

Blitzlampen für Laser werden überwiegend aus Quarzglas oder gleichwertigen Hartgläsern (Vycor) gefertigt. Die Elektroden bestehen aus Wolfram oder aus Metalloxiden. Für die Elektrodendurchführungen sind zwei Lösungen üblich:

i) Einschmelzen des Elektrodenstifts unter Verwendung von Übergangsgläsern.

ii) Anlöten einer die Elektroden tragenden Metallkappe an das Quarzrohr mit Indiumlot.

Während die eingeschmolzenen Elektroden nach i) thermisch höher belastbar sind, führt die Methode ii) zu einer besseren Bruchsicherheit.

Die Röhren werden durch Auskristallisieren und Bruch des Mantels, durch Bruch der Einschmelzung und durch Zerstäuben der Elektroden zerstört. Polieren der Elektroden kann die Zerstäubung wesentlich gegenüber einfachen, spiraligen aufgewickelten Drahtelektroden reduzieren. Die Lebensdauer nimmt sprunghaft ab, wenn die Sollbelastung überschritten wird. Sie ist für verschiedene Lampentypen sehr unterschiedlich und reicht je nach Belastung von einigen Blitzen bis zu einigen 10^6 Blitzen. Bei Sollbelastung beträgt die Lebensdauer kleiner für Laser üblicher Röhren 1000 bis 10000 Blitze; bei großen Röhren für Hochleistungs-Laser liegt die Lebensdauer bei 50 bis einigen hundert Blitzen. Die von den Herstellern genannten Belastungswerte sind ohne Angabe der jeweiligen Lebensdauer nicht vergleichbar. Wir geben in den folgenden Tabellen neben den vom Hersteller genannten Daten, soweit von uns erprobt, die maximale Belastbarkeit an, bei der Bruch noch nicht zu erwarten ist. Bild (14—14) zeigt, nach Angaben der Firma Edgerton, Germeshausen & Grier, den Zusammen-

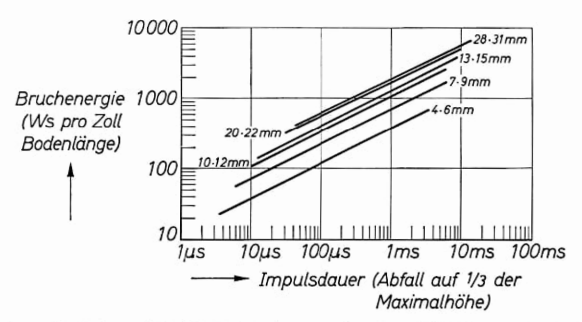


Bild 14—14 Bruchbelastung für Xenonblitzlampen (nach Angaben von Edgerton, Germeshausen & Grier). Angegeben ist die Extrembelastung pro Zoll Bogenlänge. Die Parameter geben Innen- und Außendurchmesser der Röhre an.

Die Werte gelten für reflexionsfreie Umgebung. Vernünftige Lebensdauer erhält man für 70% des Bruchwertes in freier Umgebung und für 50% des Bruchwertes in einem abbildenden Gehäuse.

hang zwischen der Impulsdauer und der Bruchbelastung für Röhren mit verschiedenem Innendurchmesser.

Neben der Impulsenergie muß die mittlere Leistung der Röhre auf einen Wert beschränkt bleiben, der durch die Wärmeableitung bestimmt ist. In ruhender Luft ist normalerweise eine mittlere Leistung von 20 bis 80 W zulässig. Mit forcierter Luftkühlung kann die mittlere Leistung für 3-Zoll-Lampen auf 500 bis 1000 Watt erhöht werden.

Für Laser hoher Repetitionsfrequenz eignen sich Röhren mit Wasserkühlung für die Elektroden und für das Entladungsgefäß

(Bild 14—6). Die mittlere zulässige Leistung der stabförmigen 3-Zoll-Röhre FX — 62 A beträgt 4 kW, die der entsprechenden 6-Zoll-Röhre 8 kW. Bei diesen für periodischen Betrieb geeigneten Röhren ist es günstig, die mittlere Leistung nicht allzuweit unter dem Sollwert zu wählen, da bei kalten Elektroden deren erhöhte Zerstäubung zu einer verkürzten Lebensdauer führen kann.

Wasserkühlung bringt wegen der Immersion in einer brechenden Flüssigkeit nach Bild (14—15) für dünnwandige Röhren eine scheinbare Erhöhung des wirksamen Röhrendurchmessers und führt zu einer entsprechenden Verschlechterung der Schwellwerte in abbildenden Pumpsystemen gegenüber vergleichbaren Lampen mit Luftkühlung.

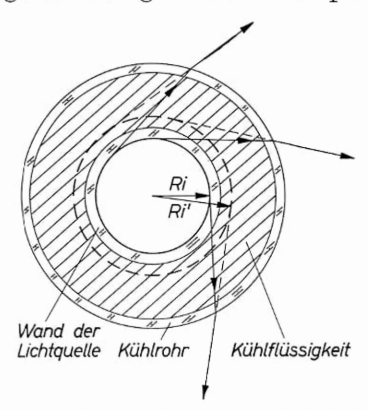


Bild 14—15 Herabsetzung der wirksamen Leuchtdichte einer Lichtquelle durch Immersion. $R'_i = \mu R_i$. Bei dünnwandigen Röhren kann eine Wasserinversion der Lichtquelle den Schwellwert etwa $\mu^2 = 1{,}7$fach erhöhen. Im gleichen Verhältnis wird der pumpbare Materialquerschnitt vergrößert. Für das Beispiel wurde gleicher Brechungsindex von Kühlflüssigkeit und Rohrmaterial angenommen.

Für Blitzlampen gilt wegen der Rückheizung wie für Dauerstrich-Brenner, daß in abbildenden Pumpanordnungen die maximale Belastbarkeit wesentlich unter der in freier Umgebung liegt. Man kann damit rechnen, daß eine vernünftige Lebensdauer für eine Belastung von 60 % der angegebenen Sollwerte erreicht wird.

Die Lebensdauer der Lampen wird erhöht, wenn neue Röhren durch einige Impulse mit Maximalbelastung formiert werden. Teilweise wird diese Behandlung von den Herstellern vorgenommen. Weiter ist es günstig, den Bogen vor dem Impuls durch eine Hilfsentladung zu ionisieren [824].

In Bild (14—16) sind einige oft verwendete einfache Blitzlampen dargestellt; in Tabelle (14—4) sind ihre Betriebsdaten zusammenge-

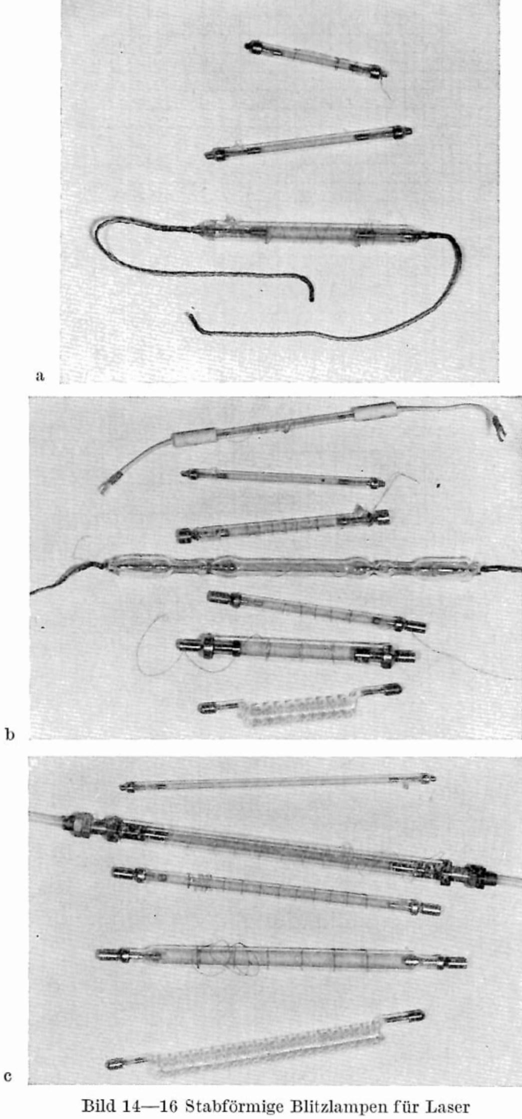


Bild 14—16 Stabförmige Blitzlampen für Laser

a) Bogenlänge bis 2 Zoll. Von oben nach unten: FX-33 (E. G. & G.); PEK XE 1-2; Osram BL 5159

b) Bogenlänge 3 Zoll. Von oben nach unten: FT 91/L (General Electric); PEK XE 1-3; XL 611 (English Electric); Osram BL 6150; FX-42 (E. G. & G.) (weiter Bild 14—6 FX-62 A); FX-47 A (E. G. & G.); PEK XE 5-$3^1/_4$

c) Bogenlänge 6 Zoll. Von oben nach unten: PEK XE-1-6; FX-65 A (E. G. & G.); FX-45 (E. G. & G.); FX-47 (E. G. & G.); PEK XE 5-$6^1/_4$

Tabelle (14—4)
Daten stabförmiger Blitzlampen

Type	E.G.&G. FX-33	PEK XE 1-2	Osram BL 5159	G.E. FT 91/L	PEK XE 1-3	English Electric XL 611	Osram BL 6150
Bogenlänge (inch)	1,5	2	2	3	3	3	3
Bogendurchmesser (mm)	4	4	7	4	4	7	7
Betriebsspannung (kV)	0,5—2,5	0,3—1,5	0,4—1	0,3—1,2	0,5—3	0,57—3	0,6—0,8
Maximale Impulsenergie (Ws)	100	80	750	125	400	600	800
Minimale Impulsdauer bei E_{max} (μs)	100	500	1500	500	1000	750	400
vorgeschriebene Mindestinduktivität für E_{max} (μH)	0	0	400	0	0	400	0
Durchschnittliche Lebensdauer bei E_{max} in freier Umgebung (Zahl der Impulse)	10^3	—	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^5$	—	—	10^4
mittlere maximale Leistung in ruhender Luft (W)	10	100	100	100	150	150	100
Bruchgrenze in Pumpgehäuse bei 1 ms Impulsdauer mit Drossel	—	250	1000	300	400	1000	—

Tab. 14—4 Fortsetzung

Type	E.G.&G.	E.G.&G.	E.G.&G.	PEK	PEK	E.G.&G.	E.G.&G.		PEK
	FX-42	FX-62A	FX-47A	XE5-3¼	XE 1-6	FX-65A	FX-47B		XE5-6¼
Bogenlänge (inch)	3	3	3	3 (Spirale)	6	6	6,5		6 (Spirale)
Bogendurchmesser (mm)	7	7	13	14 effektiv	4	7	13		14 effektiv
Betriebsspannung (kV)	0,5—3	0,5—2	0,5—3	2—4	1—4	0,5—2	0,5—3		2,5—5
Maximale Impulsenergie (Ws)	600	600	2000	1500	600	1600	5000	10000	3000
Minimale Impulsdauer bei E_{max} (μs)	1000	1000	1000	1500	1500	1000	1400	3800	2000
vorgeschriebene Mindestinduktivität für E_{max}	300	300	300	0	0	300	122	850	0
Durchschnittliche Lebensdauer bei E_{max} in freier Umgebung (Zahl der Impulse)	$5 \cdot 10^3$	10^5 bei 290 Ws Wasserkühlung	300	—	—	10^5 bei 800 Ws Wasserkühlung	300	300	—
mittlere maximale Leistung in ruhender Luft (W)	60	4000	80	200	300	8000	80	80	400
Bruchgrenze in Pumpgehäuse bei 1 ms Impulsdauer mit Drossel	1200	1200	3000	2500	1000	2000	>10000	—	4000

stellt. Wendelförmige Blitzlampen sind bis zu sehr großen Abmessungen und mit Impulsenergien bis zu einigen 100000 Wattsekunden handelsüblich.

Die Versorgungsspannungen stabförmiger 3-Zoll-Lampen betragen in der Regel 500 bis 2000 V, die von 6-Zoll-Röhren 2000 bis 4000 V. Wendelförmige Lampen haben wegen der größeren Entladungslänge entsprechend höhere Versorgungsspannungen von 2000 bis 6000 V.

Für die Zündung der Röhren wird meist, wie bei Photoblitzgeräten, ein kurzer Zündimpuls von 10 bis 40 kV, den man nach Bild (14—17a) über einen Zündtransformator gewinnt, an eine um das Entladungsgefäß isoliert aufgewickelte Zündwendel gelegt. Diese Art der Zündung arbeitet zuverlässig, wenn die Lampe nahe der Durchbruchsspannung betrieben wird. Günstiger ist eine Überlagerungszündung nach Bild (14—17b), bei der die Zündspannung direkt an der Elektrodenstrecke liegt. Die Überlagerungsdrossel hat einen Ferritkern, der während des eigentlichen Pumpimpulses vom Entladestrom gesättigt wird, so daß ihre Induktivität gering ist. Mit Überlagerungszündung kann die Röhre bis zu sehr niedrigen Versorgungsspannungen betrieben werden; die Zündung ist auch bei einer Kühlung der Röhre mit Leitungswasser zuverlässig.

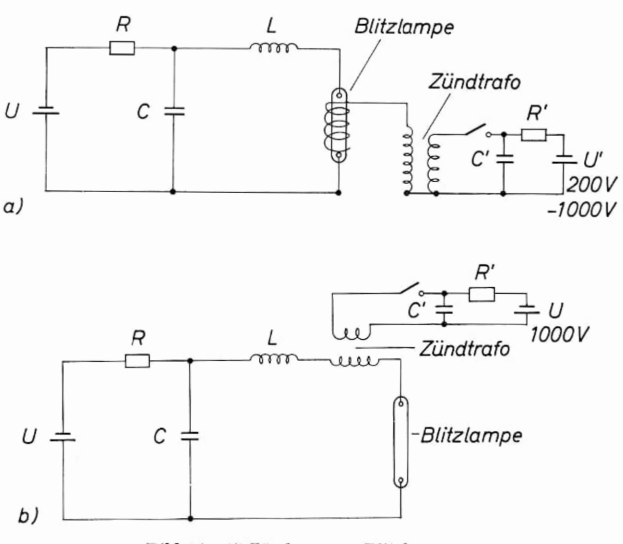


Bild 14—17 Zündung von Blitzlampen
a) mit Zündwendel; b) mit Überlagerungszündung. Als Schalter sind Thyratrons oder Kaltkathodenröhren günstig. Zündspannung 15—35 kV

Bei schneller Impulsfolge kann es vorteilhaft sein, die Röhre über ihrer Durchbruchsspannung zu betreiben und den Strom mit einem hochbelastbaren Thyratron zu schalten, ähnlich wie bei einer dosierten Quecksilberlampe.

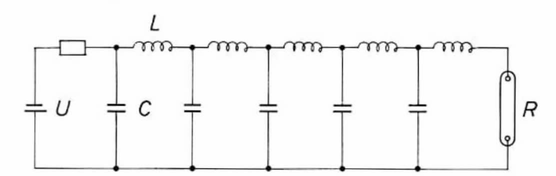


Bild 14—18 Laufzeitkette zur Erzeugung von Rechteck-Pumpimpulsen

Günstiger als die Anwendung einer einfachen RC- oder LC-Entladung ist ein Betrieb der Röhre mit Rechteckimpulsen aus einer Laufzeitkette nach Bild (14—18), da dabei Spitzenbelastungen vermieden werden. Die für die Dimensionierung der Kette wichtigen Beziehungen lauten:

$$E = \frac{1}{2} n C U^2 \tag{14—4}$$

$$T = n\sqrt{LC} = R(nC) \tag{14—5}$$

$$R = \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{14—6}$$

Im angepaßten Fall nach Gl. (14—6) ist die Dauer des Rechteckimpulses gleich der Zeitkonstanten R(nC). Um lange Impulse zu erreichen, muß man Röhren mit hohem Innenwiderstand verwenden. Die Anzahl der Kettenglieder bestimmt die Restwelligkeit; man wird $n \geq 5$ wählen.

c) Sonstige Lichtquellen

Als Pumplichtquelle für Neodymglas-Laser wurde ein Theta-Pinch in Argongas verwendet [33, 490, 646, 746, 1105]. Die kurze Entladungszeit führt zu Laserimpulsen von 0,5 μs Dauer bei Repetitionsfrequenzen von 60 Hz. Lebensdauer der Entladungsröhre und Schwellwerte sind ähnlich wie bei der Verwendung von Blitzlampen.

Explodierende Drähte [472, 473, 2352, 2354] wurden zum Pumpen von Rubin-Lasern verwendet. Die Pumpquelle wird hierbei, ebenso wie beim Pumpen mit explodierenden Chemikalien [534], zerstört und muß für jeden Impuls neu nachgeliefert werden.

Die Temperatur der Sonne ist ausreichend hoch, um mit Sonnenlicht Laser im Dauerstrich zu pumpen. Man verwendet dafür Parabolspiegel zusammen mit Kondensoren, wie wir sie weiter unten beschreiben werden. Wegen der Witterungsabhängigkeit sind solche Systeme im Labor in Mitteleuropa wohl weniger praktikabel. Die Versuche zeigen jedoch die Möglichkeit, Laser z. B. in Satelliten mit Sonnenlicht zu pumpen [1294, 1295, 1340, 2249, 2250].

14.3. Pumplichtverteilung im Lasermaterial

a) Polierte Rundstäbe in einem Raum homogener Beleuchtungsdichte

Bei Festkörper-Lasern wird die Pumplichtverteilung im Querschnitt des Materials wesentlich durch die Brechung an den Begrenzungsflächen und durch die Absorption beim Durchgang durch das Material bestimmt.

Üblicherweise werden die Materialien in Form von Rundstäben verwendet, deren Zylinderumfang zur besseren Anpassung an das Pumplicht poliert ist.

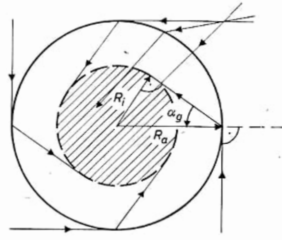


Bild 14—19 Erhöhung der Beleuchtungsdichte im Kern polierter Stäbe durch Brechung an der Grenzfläche. Es ist $\frac{R_i}{R_0} = \sin \alpha_g = \frac{1}{\mu}$ (α_g Grenzwinkel der Totalreflexion; $R_0 = R_a$)

Bei Einbettung in einen gleichmäßig beleuchteten Raum (Bild 14—19) führt die Brechung dazu, daß Strahlen, die den Stabumfang tangential streifen, die Stabmitte im Abstand

$$R_i = R_0/\mu$$

passieren. Ohne Absorption wird alle den Stab treffende Strahlung in einem Kern vom Durchmesser $2R_i$ gesammelt. Die Beleuchtungsdichte ist in diesem Gebiet höher als in der Randzone $R_0 > r > R_i$.

Bei zweidimensionaler Beleuchtung, wie sie in der Praxis häufig angenähert wird, ist die Erhöhung μ^2-fach, also für Rubin 3,15fach. Bei dreidimensionaler Beleuchtung wäre eine μ^3-fache Erhöhung möglich.

Die Verteilung wird durch die Absorption modifiziert. Für die Dämpfung beim Durchgang durch den Stab gilt nach der Weglänge x:

$$\frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = e^{-\alpha(\nu)x}. \tag{14—7}$$

Die durch Absorption modifizierte Pumplichtverteilung ist abhängig von dem Spektrum der Pumpquelle I_0 (ν) und dem Absorptionsspektrum des Materials α (ν). In einem Drei-Niveau-Material ist α (ν) selbst wieder eine Funktion der Beleuchtungsdichte: α (ν, x). Wir wollen auf die genauere Diskussion dieser Feinheit verzichten, aber doch darauf hinweisen, daß bei dicken Rubinstäben durch diesen Effekt Pumplicht, das den invertierten Kern selbst nicht trifft, indirekt zu einer Erhöhung der Energiedichte im Kern beitragen kann, da es die Absorption der Randzonen erniedrigt.

Die für die Laserfunktion interessante Größe ist die Pumprate in Abhängigkeit vom Ort; sie ist wegen des frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten nicht direkt identisch mit der Verteilung der absoluten Energiedichte.

Bei der Analyse des Problems [481, 520, 1563, 2263] ist zu unterscheiden, ob das Pumplicht im wesentlichen senkrecht zur Stabachse einfällt (zweidimensionale Theorie), oder ob alle Richtungen gleichwertig sind (dreidimensionale Theorie). Wir diskutieren im folgenden die Ergebnisse der zweidimensionalen Analyse, die bereits weitgehend die experimentellen Beobachtungen erklärt; die dreidimensionale Rechnung liefert Kurven, die eine etwas weniger stark ausgeprägte Radiusabhängigkeit aufweisen [520].

Die Rechnungen wurden für Rubin unter Annahme des Spektrums einer Xenonblitzlampe durchgeführt. Der die Absorptionseigenschaften beschreibende Koeffizient ergibt sich aus dem Integral über $\alpha(\nu)$ zu 50,45 Fcm^{-1} mit F als Konzentration der Chromatome in %. Es ist zu beachten, daß dieser Parameter genauer selbst eine Funktion der Inversion ist und insbesondere bei hoher Anregung (Riesenimpuls-Laser) nicht als konstant angesehen werden kann.

Für die folgenden Überlegungen wurde das Spektrum einer typischen Xenonblitzlampe in Kombination mit dem Absorptionsspektrum von Rubin vorausgesetzt. Die Verteilungen wurden durch den Parameter FR_0 gekennzeichnet (R_0: Stabradius) [520].

Bild (14—20) zeigt die Verteilung des Pumplichtes für verschiedene Parameter FR_0. Bei geringer Absorption (niedrige Dotierung oder kleiner Stabradius) ist die Energiedichte auf einem Durchmesser $\frac{2R_0}{\mu}$ konstant; sie hat den $\mu^2 = 3{,}15$fachen (Rubin) Wert der Energiedichte im freien Raum. Am Rand der homogen ausgeleuchteten

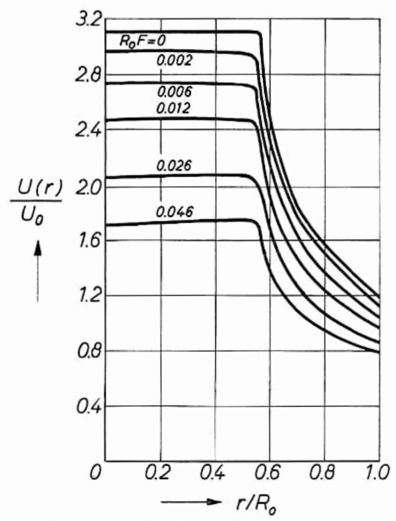


Bild 14—20 Errechnete Verteilung der Energiedichte in einem polierten Rubinstab bei Beleuchtung in einem Raum konstanter Energiedichte (nach C. H. COOKE u.a. [520]); F = Konzentration der Chromionen in %; $2R_0$ = Durchmesser des Rubinstabs

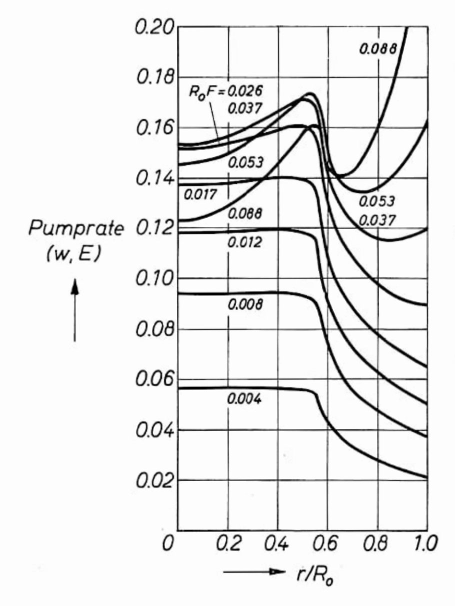


Bild 14—21 Errechnete Verteilung der Pumprate in einem polierten Rubinstab bei Einbettung in einen Raum konstanter Energiedichte (nach C. H. COOKE u.a. [520])

Zone fällt die Energiedichte steil ab.

Bei wachsender Absorption (höhere Dotierung oder großer Stabradius) wird die Energiedichte in der mittleren Zone kleiner und der Abfall am Rand geringer. Zwischen $0{,}015 < R_0F < 0{,}04$ hat die Energiedichte ein Maximum in einem Ring, der von der Stabmitte den Abstand R_0/μ hat. Bei noch höherer Absorption wird die Energiedichte am Stabrand am höchsten und fällt zur Stabmitte hin ab.

Bild (14—21) zeigt unter gleichen Voraussetzungen die Pumprate in Abhängigkeit von FR_0 und r. Sie erreicht bei mittleren Absorptionen $R_0F \approx 0{,}04$ ihren höchsten Wert in der Stabmitte; dabei ist wieder in einem Ringgebiet die Pumprate gegenüber der Stabmitte erhöht. Eine einigermaßen gleichmäßige Pumprate erhält man in der Stabmitte für $FR_0 \leq 0{,}01$. Bei der üblichen Dotierung von 0,035% darf also für diesen Fall der Stabdurchmesser nicht größer sein als rund 6 mm. Dieser Wert würde sich erhöhen bei allseitig gleichförmiger Beleuchtung (dreidimensionale Theorie) [520].

F (%)	Stabdurchmesser 2R(cm)							
	2.0	1.5	1.0	0.8	0.7	0.57	0.5	0.38
0.008								
R·F	0.008	0.006	0.004				0.002	
0.042								
R·F		0.032	0.021	0.017		0.012		0.008
0.091								
R·F			0.046	0.037	0.032	0.026		

Bild 14—22 Verteilung der Fluoreszenz (6943 Å) in einem zweidimensional gleichmäßig gepumpten, polierten Rubinstab. (nach J. G. SKINNER u.a. [2263]). Die Fluoreszenz ist ein Maß für die Pumprate. Die Aufnahmen sind also mit Bild 14—21 zu vergleichen.

Einen experimentellen Nachweis dieser Verteilungen zeigen die Aufnahmen von Bild (14—22). Hier wurde ein Rubinstab streng zweidimensional gepumpt und die Intensitätsverteilung der Fluoreszenz für 6943 Å aufgenommen, die proportional zur Pumprate ist [2263]. Auf den Bildern ist für verschiedene Dotierungen und Stabdurchmesser bei niedriger Absorption die gleichmäßige Ausleuchtung des Kerns $\frac{R_0}{\mu}$ und bei höherer Absorption das Auftreten eines Rings bei $\frac{R_0}{\mu}$ zu erkennen.

Aus den Kurven von Bild (14—20) und Bild (14—21) kann man für verschiedene Anwendungen die günstige Dimensionierung ablesen. Für Laser niedriger Schwelle (Dauerstrich) ist man an einer möglichst hohen Energiedichte interessiert und wird etwa wählen $F R_0 = 0{,}005$. Mit einer Dotierung von 0,035 % Cr^{3+} wird $2 R_0 = 1{,}7$ mm. Dies ist ein bereits unbequem dünner Stab. Vorteilhaft wird man die Dotierung etwas erniedrigen. Bei 0,02 % Cr^{3+} wird $2 R_0 = 2{,}5$ mm. Tatsächlich kann man mit dünnen Stäben von 0,025 % Cr^{3+} bei guter Kristallqualität merklich niedrigere Schwellwerte erreichen als mit der üblichen Dotierung.

Für Leistungs-Laser wird man die höchstmögliche Pumprate bei einigermaßen gleichmäßiger Verteilung im Querschnitt wählen und bekommt aus Bild (14—21) etwa $F R_0 = 0{,}05$. Mit $F = 0{,}035$ wird $2 R_0 = 28$ mm. Dabei ist die Energiedichte bereits auf den halben Maximalwert gesunken, so daß die Schwellenergie doppelt so hoch ist wie bei einem dünnen Stab. Man kann den dicken Stab mit hohem Wir-

kungsgrad nur verwenden, wenn man mit einer gegen die Schwellenergie großen Pumpenergie pumpt. In der Praxis wählt man die Stabdicke für Rubine nur selten größer als 10 bis 15 mm, da auch die Bruchgefahr im Laserbetrieb bei dickeren Stäben groß ist. Die Wärmebelastung könnte in Hochleistungs-Lasern durch Verwendung dicker Rubinstäbe geringer Dotierung niedrig gehalten werden; ihre Verwendung scheitert wegen der geringen Verstärkung an den meist vorhandenen, hohen inneren Verlusten.

Ähnliche Überlegungen, wie wir sie für Rubin beschrieben haben, gelten für andere Lasermaterialien. Bei Vier-Niveau-Lasern ist die Wärmebelastung wegen $P_i = 0$ bei gleicher Ausgangsleistung von der Dotierung unabhängig. Man wählt im allgemeinen die Dotierung sehr hoch. Wegen des großen Absorptionskoeffizienten in den schmalen Pumpbändern sind hochdotierte Neodymglas-Laser oder $CaWO_4 : Nd^{3+}$-Stäbe schon bei Dicken von 5 bis 6 mm optisch dicht. Die Verwendung dickerer Stäbe ist nur bei entsprechend geringerer Dotierung sinnvoll.

Eine Einbettung des Lasermaterials in einen Raum homogener Pumpenergiedichte erreicht man am ehesten bei Verwendung spiraliger Blitzlampen (s. unten). Hier wurde experimentell nachgewiesen, daß die Fluoreszenz die erwartete Verteilung hat [2895]. Bei kleiner Absorption setzt die stimulierte Emission an der Schwelle ziemlich gleichmäßig in dem homogen ausgeleuchteten Kern R_0/μ ein. Der Durchmesser der aktiven Zone erweitert sich erwartungsgemäß wenig bei einer Steigerung der Pumpenergie. Erst bei 2,5- bis 3facher Schwellenergie wäre es möglich, den ganzen Stabquerschnitt zu invertieren. Da dabei in der Stabmitte bereits eine sehr intensive Laserstrahlung existiert, wird durch deren gestreute Anteile die Inversion in der Randzone abgebaut, so daß die aktiv schwingende Zone noch langsamer anwächst. Infolge des nahezu konstanten aktiven Volumens steigt die Ausgangsenergie eines so beleuchteten Lasers von der Schwelle weg linear an.

Eine Begrenzung der Inversion in der Randzone kann zusätzlich durch totalreflektierte Ringmoden zustande kommen.

b) Ummantelte Stäbe, Immersion des Stabes

Da in schwach absorbierenden Stäben nur ein Kern vom Radius R_0/μ intensiv gepumpt werden kann, wirkt die Randzone wie ein die Beleuchtungsdichte in der Stabmitte herabsetzendes, passives Filter.

Man kann nach [621] ihren negativen Einfluß ausschalten, wenn der aktive Kern von einer absorptionsfreien Ummantelung

$$R_a \geq \mu R_i \tag{14—8}$$

umgeben wird (clad rod) (Bild 14—23). Nach außen wirkt ein ummantelter Stab bei $R_a = \mu R_i$ wie ein homogener Stab mit einer im Verhältnis $1/\mu^2$ herabgesetzten Dotierung.

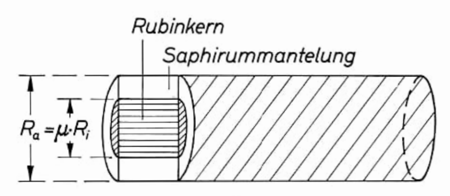


Bild 14—23 Ummantelter Rubin, teilweise aufgeschnitten

Die Ummantelung bringt wesentliche Vorteile mit sich. Die Schwellenergie wird erniedrigt, da die Schwächung des Pumplichts durch die Absorption der Randzone wegfällt, ohne daß dabei das über die Schwelle gepumpte Volumen wesentlich kleiner wird als bei einem gleich dicken homogenen Stab. Wir betrachten z. B. einen ummantelten Stab mit $2\,R_i = 6{,}5$ mm; $2\,R_a = 11{,}5$ mm; bei 0,035 % Cr^{3+} ist $R_a F = 0{,}02$. Für einen massiven Stab wäre damit die Energiedichte im Kern nach Bild (14—20) etwa gleich der Energiedichte im freien Raum. Für den ummantelten Stab ist $\frac{R_a F}{\mu^2} = 0{,}006$, und die Energiedichte ist etwa doppelt so hoch; am Kernrand liegt sie noch darüber. Die Erhöhung der Energiedichte und damit die Erniedrigung der Schwellenergie ist um so stärker, je größer $R_a F$ ist; sie ist also besonders wichtig bei dicken Stäben; eine Grenze liegt da, wo der Kern nicht mehr homogen gepumpt wird. Bei dünnen Stäben mit 4 mm Kerndurchmesser ist die Herabsetzung der Schwellenergie geringer und beträgt etwa 20 bis 30 %.

Ein weiterer Vorteil ummantelter Stäbe ist die Verhinderung totalreflektierter Ringmoden. Für $R_a \geq \mu R_i$ verlaufen alle Ringmoden außerhalb des aktiven Materials. Man wählt günstigerweise R_a etwas größer als μR_i, um sie sicher zu unterdrücken.

Damit an der Grenzschicht zwischen aktivem Kern und Ummantelung keine Totalreflexion von innen her möglich ist, muß $\mu_a \geq \mu_i$ sein. Soweit dies z. B. bei der Ummantelung von Gläsern technisch nicht

möglich ist, kann es günstiger sein, die Grenzfläche unregelmäßig zu gestalten, damit keine unerwünschten Moden auftreten.

Beleuchtungstechnisch ist es sinnlos, $\mu_a > \mu_i$ zu wählen, da dann ein Teil des Pumplichts an der Grenzfläche, von außen herkommend, totalreflektiert wird.

Außer für Neodymglas wird eine Ummantelung vor allem für Rubin-Laser angewendet. Hier wird meistens ein Rubinstab als Kern verarbeitet und im Verneuille-Ofen als Keim für eine neu aufwachsende, chromfreie Korundschicht benutzt, wobei sich der Stab horizontal in der Flamme dreht. Die Methode ist kostspielig und führt zu thermischen Spannungen im Material. Trotzdem sind solche Stäbe in der Regel einfachen Rubinen vorzuziehen. Übliche Abmessungen sind 4 oder 6,5 mm Kerndurchmesser bei maximal 75 mm Länge.

Besonders für gekühlte Rubine ist ein zusätzlicher Vorteil ummantelter Stäbe der verbesserte Wärmeausgleich mit der Umgebung infolge der vergrößerten Oberfläche, da Korund bei tiefen Temperaturen eine ausgezeichnete Wärmeleitung aufweist.

Eine inhomogene Beleuchtung des Stabquerschnitts kann bei einem homogenen Stab durch eine Immersion in einer dem Brechungsindex angepaßten Flüssigkeit $\mu_a \geq \mu_i$ in gleicher Weise wie durch eine Ummantelung vermieden werden. Für Rubin existieren wegen des hohen Brechungsindex nur wenige geeignete Immersionsflüssigkeiten, von denen Benzylbenzoat praktisch verwendet wurde [2895]. Bereits eine Immersion in Wasser bringt eine Erweiterung des aktiven Kerns von 0,56 R_a auf 0,75 R_a, also eine Vergrößerung des Kernvolumens um 80 %.

Für ummantelte Stäbe bringt eine Immersion, wie sie bei Wasserkühlung unvermeidlich ist, eine Abänderung des angepaßten Durchmessers. Man wird in diesem Fall $R \approx \frac{\mu}{\mu_a} R_i$ wählen, mit μ_a als Brechungsindex des Kühlmittels.

c) Polierte Rundstäbe bei abbildender Beleuchtung

In vielen Fällen wird die Lichtquelle auf den Laserstab abgebildet. Der Stab befindet sich dann in einem Raum inhomogener Pumplichtenergiedichte.

Es gilt im allgemeinen, daß in abbildenden 4π-Systemen im Bild einer homogenen Quelle innerhalb eines gewissen Querschnitts eine Beleuchtungsdichte erzeugt wird, die ohne Berücksichtigung von Spiegelverlusten gleich der der Quelle ist. Der Querschnitt dieser Zone ist gleich oder kleiner als der der Quelle. Außerhalb dieses Bereichs fällt die

Beleuchtungsdichte ab. Für die Laserfunktion ist der Bereich höchster Energiedichte interessant, da das Material hier zuerst die Schwellinversion erreicht. Wenn der Querschnitt des Bereichs höchster Energiedichte gleich groß oder größer ist als der des Lasermaterials, dann liegt wieder der unter a) besprochene Fall einer Einbettung in einem Raum homogener Energiedichte vor.

Interessanter ist hier der Fall, daß der Bereich höchster Energiedichte kleiner ist als der Querschnitt des Laserstabs. Wir nehmen an, daß er im freien Raum eine kreisförmige Berandung vom Radius R' hat. Nach Bild (14—24) wird durch die Brechung im Lasermaterial (ohne Absorption) ein Bereich hoher Beleuchtungsdichte mit dem Radius R'' erzeugt. Aus dem Brechungsgesetz folgt:

$$\frac{R''}{R'} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{1}{\mu}$$
$$R'' = \frac{R'}{\mu}. \qquad (14\text{—}9)$$

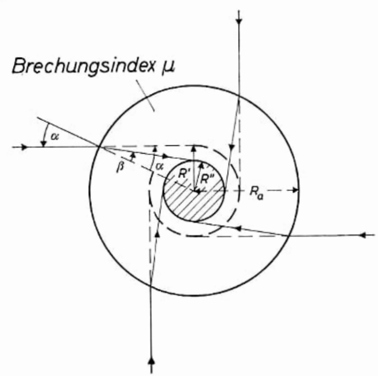


Bild 14—24 Pumplichtverteilung bei abbildender Beleuchtung. R_a: Stabradius; R': Radius des Gebietes höchster Beleuchtungsdichte (allgemeiner Kurve konstanter Beleuchtungsdichte) ohne Brechung; R'': Radius des durch Brechung verkleinerten Gebiets höchster Beleuchtungsdichte

Im Laserstab entsteht also wieder ein kreisförmig begrenzter, hoch ausgeleuchteter Kern, dessen Durchmesser aber jetzt nicht mehr durch den Außendurchmesser des Stabes, sondern aus den Abbildungseigenschaften der Pumpanordnung durch den Bereich hoher Beleuchtungsdichte gegeben ist. Außerhalb dieses Kerns (R'') fällt die Beleuchtungsdichte bis zum Abstand R' ähnlich ab wie im Fall a), dann aber steiler wegen der bereits im freien Raum abnehmenden Energiedichte.

In einer nichtrotationssymmetrischen Anordnung wird auch für eine kreiszylindrische Quelle das Gebiet höchster Beleuchtungsdichte nicht kreisrund sein, sondern es weist gegenüber der Querschnittsform der Quelle eine Verzeichnung auf; in elliptischen Zylindern ist die Berandung z. B. oval (s. unten). Nach Bild (14—24) bleibt diese Form auch bei der Brechung im Material erhalten; alle Abmessungen werden wie $1/\mu$ reduziert.

Die Absorption beim Durchgang durch das Lasermaterial führt zu ähnlichen Erscheinungen wie bei homogener Beleuchtung.

Die Leuchtdichte dünner stabförmiger Lichtquellen, wie sie für abbildende Systeme überwiegend verwendet werden, ist im Querschnitt nicht gleichförmig. Da die Bögen für ihr eigenes Licht teilweise durchsichtig sind, wirkt die Röhre nicht wie ein Lambertscher Strahler. Bild (14—25) zeigt die Verteilung der Leuchtdichte einer typischen Blitzlampe bei niedriger Anregung. Sie hat ein ausgeprägtes Maximum in der Röhrenmitte und fällt am Röhrenrand ab.

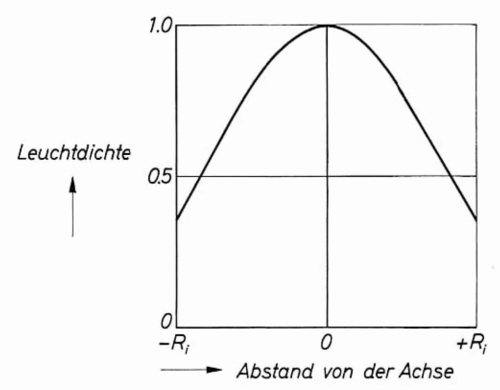


Bild 14—25 Leuchtdichteverteilung linearer Blitzlampen bei mäßiger Belastung

Diese Verteilung wird bei der Abbildung unter Verzeichnung in das Lasermaterial transformiert. Wir können sie in kleine Bereiche konstanter Leuchtdichte zerlegen und darauf die früheren Überlegungen anwenden. Im Lasermaterial entsteht eine durch Absorption modifizierte Lichtverteilung mit einem Maximum der Pumprate in der Stabmitte. Man beobachtet, daß die Laserfunktion bei geringer Pumpleistung in einem schmalen Bereich um die Stabachse einsetzt. Bei wachsender Pumpleistung dehnt sich die aktive Zone schneller aus als bei homogener Beleuchtung, bis auf den Durchmesser $2\,R''$. Das weitere Anwachsen ist nur noch geringfügig. Da sich der emittierende Querschnitt in der Nähe der Schwelle stark ändert, wächst die Laserleistung zunächst stärker als linear an; der differentielle Wirkungsgrad wird erst für $P \gg P_t$ konstant.

Wenn die Stabachse nicht mit dem Mittelpunkt des Gebietes höchster Beleuchtungsdichte zusammenfällt, dann setzt die Laserfunktion außerhalb der Stabachse ein. Der Ort läßt sich durch Änderung der Abbildungsbedingungen in dem Bereich R_a/μ verschieben, ohne daß sich die Schwelle wesentlich ändert. Bei einer weiteren Verlagerung zum Rand steigt die Schwelle stark an.

Aus den Überlegungen geht hervor, daß für die Dimensionierung von abbildenden Pumpsystemen die Kenntnis der Abbildungsfehler und des daraus resultierenden Bereichs höchster Beleuchtungsdichte wichtig ist.

Außer diesem Bereich existiert eine weitere Begrenzungskurve, durch die der gesamte Fluß der Lichtquelle in der Bildumgebung hindurchtritt (Bild 14—26). Ihr Querschnitt ist im realen Fall größer als der

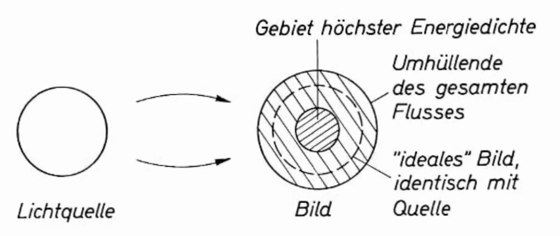


Bild 14—26 Transformationseigenschaften von 4-π-Pumpsystemen. Im realen Fall wird die Umrandung der Bildgebiete eine andere Form haben als die der Quelle.

des Gebiets höchster Beleuchtungsdichte. Um die Pumplichtstrahlung ganz, z. B. auch zur Erniedrigung der Absorption in den Randzonen des Stabes, auszunutzen, müßte der Stab den gesamten Fluß der Quelle erfassen. Wegen des steilen Absinkens der Beleuchtungsdichte für $R > R'$ ist eine solche Dimensionierung mindestens für Rubin-Laser in der Regel unzweckmäßig. Man wird den Durchmesser des Stabes gleich R', also im allgemeinen noch kleiner als den der Lichtquelle wählen, wenn bereits nahe der Schwelle ein hoher Wirkungsgrad erzielt werden soll.

Die Pumpanordnung sollte so konstruiert sein, daß die Fläche des gesamten Flusses möglichst weitgehend zusammenfällt mit dem Bereich höchster Beleuchtungsdichte. In diesem Fall wäre $2R'$ gleich dem Durchmesser des Bogens in der Pumplichtquelle; die Anordnung wäre verzeichnungsfrei. Im anderen Fall wird zwar ebenfalls eine niedrige Schwelle erreicht, da hierfür nur der Absolutwert der höchsten Beleuchtungsdichte maßgebend ist; es ist jedoch nicht möglich, den gesamten Fluß der Lampe auszunutzen, und der Wirkungsgrad bleibt niedriger.

Mit abbildenden Anordnungen kann grundsätzlich eine höhere Beleuchtungsdichte und damit eine niedrigere Schwelle erzeugt werden als mit homogener Ausleuchtung (Spirale), da es im letzten Fall nicht möglich ist, den ganzen Raum mit der Energiedichte der Quelle aus-

zuleuchten. Der Wirkungsgrad hängt jedoch bei abbildender Beleuchtung stark von der speziellen Anordnung ab und kann für hohe Pumpenergien bei ungünstiger Ausleuchtung des Lasermaterials unter den eines Systems mit homogener Ausleuchtung sinken, wenn nur ein kleiner Teil des Quellflusses absorbiert wird.

Auch bei abbildender Beleuchtung bringt die Verwendung ummantelter Stäbe Vorteile. Man wird hier $R_i = R''$ wählen für Laser, die nahe der Schwelle betrieben werden sollen, bzw. $R_i = R'$ bei Betrieb mit hoher Pumpleistung.

d) Nichtabbildende, sammelnde Beleuchtung

Unter einer abbildenden Beleuchtung verstehen wir eine Anordnung, in der am Ort des Lasermaterials eine der Energieverteilung der Lichtquelle in der Geometrie eng verwandte Verteilung des Pumplichts erzeugt wird. Es ist wohl zu eng, für Laser die Kennzeichnung „abbildend" auf solche Anordnungen zu beschränken, in denen die Verteilungen punktweise ineinander übergeführt werden, da dies z. B. selbst in elliptischen Spiegeln nur für die Brennpunkte streng möglich ist. Für die Beleuchtung von Lasern ist es nur interessant, wie die Beleuchtungsdichte und der Fluß der Quelle an den Ort des Lasermaterials transformiert wird.

Bei den zu besprechenden „abbildenden" Systemen wird wenigstens ein Punkt im Querschnitt der Lichtquelle streng punktförmig abgebildet. Das primäre Ziel ist, eine möglichst hohe Energiedichte mindestens in diesem Punkt des Lasermaterials zu erzeugen.

Eine weitere Klasse von Pumpanordnungen ist sinnvoll, bei denen das Ziel darin gesehen wird, den gesamten Fluß der Lichtquelle durch das Lasermaterial zu schicken und gleichzeitig eine homogene Ausleuchtung zu erreichen. Charakteristisch für die möglichen Lösungen ist, daß kein Punkt der Lichtquelle streng abgebildet wird (dies würde im allgemeinen zu einer ungleichmäßigen Ausleuchtung führen) und daß der Querschnitt des Materials größer ist als der der Quelle. Daraus folgt, daß die Energiedichte im Material kleiner sein muß als in abbildenden Systemen. Die Schwelle ist also höher; der Wirkungsgrad bei hoher Pumpleistung ($P \gg P_t$) kann jedoch gegenüber verzeichnenden abbildenden Anordnungen gesteigert werden, da der gesamte Fluß der Quelle ausgenützt wird. Wir bezeichnen solche Systeme als nichtabbildende, sammelnde Anordnungen. Die Verteilung der Inversion im Querschnitt des Lasermaterials kann ähnlich den vorher ge-

gebenen Überlegungen aus der Kenntnis der Anordnung gewonnen werden. Als ideal erscheint für viele Zwecke eine gleichmäßige Ausleuchtung des gesamten Materialquerschnitts (Verstärker, Riesenimpuls-Laser). Solche Anordnungen werden in dem Maß interessanter, als Materialien mit niedriger Schwelle gefunden werden ($YAG:Nd^{3+}$, $CaF_2:Dy^{2+}$).

e) Aufgerauhte und nichtzylindrische Stäbe

Die sammelnde Wirkung der Brechung an der Zylinderoberfläche kann durch Aufrauhen verhindert werden. Die Ausleuchtung des Materialquerschnitts wird dadurch gleichmäßiger. Durch die diffuse Reflexion an der Oberfläche entsteht ein erheblicher Pumplichtverlust; die Herabsetzung der Energiedichte in der Stabmitte führt zu einer Erhöhung der Schwelle. In einer abbildenden Anordnung verhalten sich rauhe Stäbe in bezug auf die Ausgangsleistung ähnlich wie Stäbe bei einer Beleuchtung in spiraligen Blitzlampen; von der erhöhten Schwelle ab steigt die Leistung linear an.

Die rauhe Oberfläche ist weniger stabil als eine polierte Fläche; bei Rubin und besonders bei Neodymglas zerfällt sie allmählich unter dem Einfluß des Pumplichts.

Die Zerstörung der Sammelwirkung polierter Stäbe ist beleuchtungstechnisch eine schlechte Lösung. Vorzuziehen ist eine geschickte Anpassung von FR_0 und die Verwendung ummantelter oder immertierter Stäbe.

Ein Vorteil der rauhen Oberfläche liegt in der Unterdrückung totalreflektierter Moden, allerdings verbunden mit einer diffusen Reflexion der spontanen Emission. Auch hier ist eine Anpassung durch Ummantelung oder Immersion die bessere Lösung. Schwingungen (nicht Superstrahlung) lassen sich außerdem bei polierten Stäben schon durch eine geringfügige Fehlerhaftigkeit der Oberfläche, z. B. durch stellenweises Ankratzen mit Diamantpulver, vermeiden.

Bei Verwendung nichtzylindrischer Stäbe verzichtet man zum größten Teil auf den Vorteil der erhöhten Energiedichte im Kern durch die Sammelwirkung der Oberfläche. Stäbe mit rechteckförmigem Querschnitt bieten Vorteile in manchen nichtabbildenden Systemen. Laser in Form dünner Bänder eignen sich für die Ausmessung der Energiedichteverteilung in Pumpsystemen, da sie die Verteilung im freien Raum nur wenig stören [2073].

f) Dreidimensionale Ummantelung

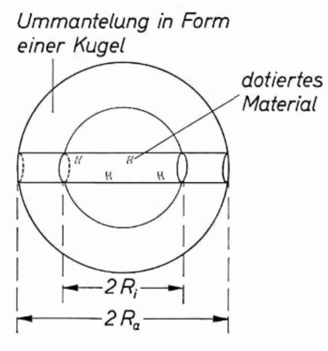


Bild 14—27 Laser mit dreidimensionaler Ummantelung für isotropen Lichteinfall

Bei isotropem Lichteinfall kann durch eine Ummantelung nach Bild (14—27) eine Erhöhung der Energiedichte um den Faktor μ^3 gegenüber dem freien Raum prinzipiell erreicht werden [2397]. Wegen der schwierigen Herstellung und der praktisch gegenüber dem zweidimensionalen Fall nur noch geringen Verbesserung werden solche Anordnungen kaum verwendet. Sie wären am ehesten für Dauerstrich-Laser sinnvoll.

14.4. Homogene Ausleuchtung mit spiraligen Blitzlampen

Die ersten Laseranordnungen bestanden nach Bild (14—28) aus einer spiraligen Blitzlampe, in deren Innenraum ein Rubinstab aufgestellt wurde [521, 1334]. Die Blitzlampe ist von einem diffus oder metallisch reflektierenden Zylinder umgeben.

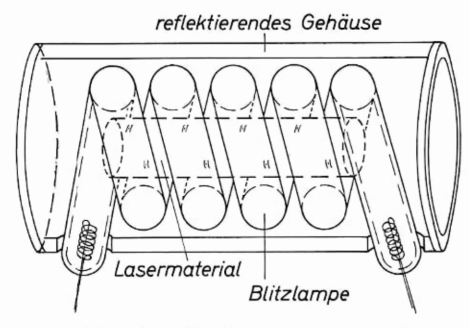


Bild 14—28 Spiralige Pumpanordnung

Zunächst standen nur Blitzlampen zur Verfügung, deren Innendurchmesser wesentlich größer war als der des Rubinstabs und bei denen die Windungen der Spirale nicht dicht aneinanderlagen. Die Energiedichte am Ort des Lasers war daher viel geringer als im Bogen. Aus diesem Grund lag die Schwellenergie der ersten Rubin-Laser mit

2,5 bis 5 kWs sehr hoch und bereits nahe an der Bruchgrenze der Röhren. Der verfügbare Pumpbereich lag zwischen P_t und 1,3 P_t.

Inzwischen sind spiralige Blitzlampen in unterschiedlichen Abmessungen verfügbar, die eine bessere Anpassung an das Materialvolumen erlauben. Wie die Durchlässigkeitskurven hochbelasteter Xenonblitzlampen in Bild (14—13) zeigen, ist es nicht möglich, Licht, das am Lasermaterial vorbeiläuft, zum überwiegenden Teil durch die Lampe hindurch wieder in den Innenraum zu reflektieren. Für die Anpassung des Materials ist es daher der wesentlichste Gesichtspunkt, daß der Laserstab den Innenraum der Spirale ganz ausfüllt. Die Wendellänge wird gleich der Materiallänge gewählt. In Tabelle (14—5) sind die Daten einiger spiraliger Blitzlampen zusammengestellt. Mit den eng gewendelten Typen können auch dünne Rubinstäbe von 5 bis 7 mm Durchmesser wirkungsvoll gepumpt werden. Durch einen enganliegenden reflektierenden Außenzylinder wird der Wirkungsgrad merklich erhöht. Geeignet sind Zylinder aus poliertem Aluminium oder aus diffus reflektierendem reinstem Magnesiumoxyd (unreine Materialien vergilben rasch unter Beleuchtung) [1223].

Mit 3-Zoll-Stäben aus Rubin von 5 bis 7 mm Durchmesser können Schwellenergien von 600 bis 1000 Ws erreicht werden; die höchstmögliche Pumpenergie liegt bei 2 P_t. Die Aus-

Tabelle (14—5)

Betriebsdaten spiraliger Blitzlampen (eng gewendelte Typen s. Tabelle (14—4))

	Hughes LF-22	Kemlite YH 50-36 U	Kemlite 15HH113-20	Kemlite 15HH113-20	Kemlite	PEK XE 5-3½
Länge der Spirale (inch)	3	3	3	6	9	3
Innendurchmesser (mm)	12,5	12,5	28	28	150	12
Außendurchmesser (mm)	25	25	58	58	200	—
Maximale Impulsenergie (kWs)	3	2	13 (5 kV)	26 (10 kV)	200 (25 kV)	2,5 (3 kV)
Durchschnittliche Lebensdauer bei E_{max} (Zahl der Impulse)	100—500	500	—	—		
mittlere Leistung in ruhender Luft (W)	100	30	—	—		

gangsenergie beträgt bei 20 °C für diese Abmessungen maximal einige Wattsekunden, der Wirkungsgrad ist typischerweise unter 0,2 %.

Die Ausleuchtung ist in eng gewickelten Spiralen rotationssymmetrisch und im freien Raum nahezu homogen. Charakteristisch für solche Laser ist der große Querschnitt des Nahfeldes bereits an der Schwelle und die wohldefinierte Berandung des Strahls. Infolge des großen aktiven Querschnitts ist die Zahl der angeregten transversalen Moden hoch, entsprechend auch der Öffnungswinkel des Strahls. Die Stellung der Reflektoren eines ebenen Fabry-Perot-Resonators ist bei solchen Rubin-Lasern relativ unkritisch; über Kippwinkel von 1° hinweg finden sich in inhomogenen Kristallen in der invertierten Zone resonante Bereiche. Der Stabquerschnitt zerfällt leicht in getrennte Resonatoren (filaments).

Wegen der großen Oberfläche der Lampen ist die Infrarotstrahlung und die Aufheizung der Rubinstäbe pro Impuls höher als in abbildenden Systemen. Nach einem Impuls steigt die Temperatur des Lasermaterials noch mehrere Minuten lang an. Die Erwärmung des Materials ist weitgehend symmetrisch zur Stabachse und im Stabquerschnitt einigermaßen gleichmäßig.

Eine Kühlung der Anordnung ist in einfacher Weise mit fließendem Wasser möglich, wobei die beiden Elektroden der Blitzlampe isoliert aus dem dichten Gehäuse herausgeführt werden.

Die Anordnung ist kompakt, und eine Anpassung an lange Stäbe durch Verwendung entsprechend langer Wendel oder durch Aneinanderreihen mehrerer Wendel bietet keine Schwierigkeiten. Bei langen Wendeln wird der Innenwiderstand und entsprechend die Betriebsspannung unbequem hoch. Ein großer Innenwiderstand erlaubt andererseits eine einfache Anpassung an RC-Ketten für Betrieb mit Rechteckimpulsen von mehreren Millisekunden Dauer.

Bild (14—29) zeigt eine Meßkurve der Verstärkung eines in einer Spirale gepumpten Rubin-Lasers in Abhängigkeit von der Lage im Querschnitt [872]. Die gleichmäßige Inversion führt zu einem Plateau in der Stabmitte. Die spiralige Anordnung ist für Verstärker bei größerem Verstärkungsquerschnitt geeignet.

Der Entladungsstrom der spiraligen Lichtquelle erzeugt am Ort des Lasermaterials ein beachtliches, ziemlich homogenes Magnetfeld. Über nachteilige Folgen auf die Funktion von Rubin-Lasern ist bisher nicht berichtet worden.

Bei der Vergrößerung von Lasermaterial (Rubin) und Blitzlampe ändern sich Materialvolumen, Schwellenergie und zulässige Höchst-

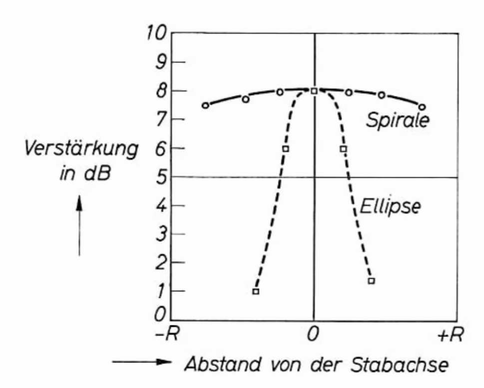


Bild 14—29 Abhängigkeit der Verstärkung von der Lage im Querschnitt eines in einer Spirale gepumpten Rubins (nach J. E. GEUSIC u.a. [872]). Gestrichelt ist die Verstärkungsverteilung bei Beleuchtung in einem elliptischen Zylinderspiegel eingezeichnet.

belastung der Lampe etwa in gleicher Weise, wenn das System stets angepaßt ist. Man erreicht maximal das gleiche Vielfache der Schwellenergie als höchste zulässige Pumpenergie. Mit Rubinstäben von 30 cm Länge bei 20 mm Durchmesser werden mit mehreren 100000 Ws Pumpenergie Ausgangsenergien in der Größenordnung von 1000 Ws erreicht, allerdings in zahlreichen Moden. Die Energie pro Mode dürfte bei solchen Versuchen unter 10^{-1} bis 10^{-2} Ws liegen. Wie für die anderen Anordnungen gilt, daß hohe Wirkungsgrade in der Regel nur bei weitgehendem Verzicht auf transversale Modenselektion erreicht werden (siehe Kap. 10).

Identisch mit spiraligen Lampen sind in ihrer beleuchtungstechnischen Funktion hohlzylinderförmige Röhren, die keine wesentlichen Vorteile bieten. Im Unterschied zu spiraligen Lampen ist ihr Innenwiderstand sehr klein.

14.5. Fokale abbildende Beleuchtung in elliptischen Zylinderspiegeln

Wegen der niedrigen erreichbaren Schwellenergie werden elliptische Zylinderspiegel als abbildende Pumpsysteme [477] in großem Umfang verwendet. Nach Bild (14—30) sind Lichtquelle und Lasermaterial jeweils symmetrisch zu einer Brennlinie angeordnet. Der Zylinder wird beidseitig mit ebenen Spiegeln abgeschlossen und dadurch optisch ins Unendliche verlängert. Die Zylinderlänge soll gleich der Länge des

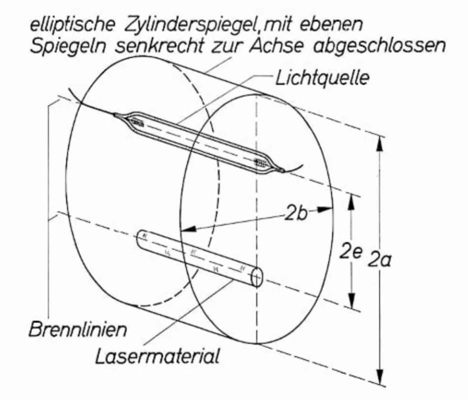


Bild 14—30 Elliptischer Zylinderspiegel als Pumpsystem. Die Anordnung wurde bereits früher in der Raman-Spektroskopie verwendet und ermöglichte bei ihrer ersten Anwendung für Rubinlaser (M. CIFTAN u.a. [477]) eine Senkung der Schwellenergie um einen Faktor 10 gegenüber der spiraligen Anordnung.

Laserstabs sein; für höchste verfügbare Leistung soll auch die Bogenstrecke der Lichtquelle gleich der Zylinderlänge sein.

Eine ähnliche fokale Anordnung wäre für nahezu punktförmige Körper mit einem Rotationsellipsoidspiegel möglich.

Als Material für robuste Spiegel ist Aluminium geeignet, das nach dem Drehen geschwabbelt wird. Reinstaluminium kann weiter elektrolytisch poliert und eloxiert werden, so daß eine hochreflektierende, harte Spiegelschicht entsteht. Weniger dauerhaft bei zunächst höherer Reflexion sind elektrolytisch aufgebrachte oder aufgedampfte Silberspiegel, die durch eine SiO_2-Schicht geschützt werden können. Im Handel erhältlich sind weiter Glaszylinder mit ellipsenähnlichem Querschnitt, die mit hochreflektierenden, dielektrischen Schichten belegt sind; ein Vorteil dieser Belegung liegt in der selektiven Reflexion, die eine Anpassung des Pumpspektrums an das erwünschte Absorptionsband des Materials erlaubt (Schott).

Die Herstellung eines exakten elliptischen Zylinders ist nach Bild (14—31) mit einer Drehbank oder Fräsmaschine möglich. Ein Meißel der Länge a schlägt aus einem unter dem Winkel $\cos\varphi = \frac{b}{a}$ gegen seine Drehachse bewegten Material einen elliptischen Zylinder mit den Halbachsen a und $b < a$ heraus. Für die spätere Handhabung ist es vorteilhaft, den Zylinder in zwei symmetrische Hälften zu zerlegen.

Man könnte daran denken, statt eines elliptischen Zylinders einen Kreiszylinder mit großem Durchmesser zu verwenden und die „Brenn-

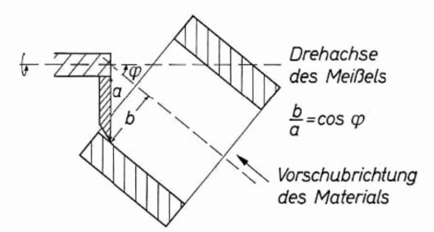


Bild 14—31 Herstellung eines exakten elliptischen Zylinders auf einer Drehbank oder Fräsbank. φ: Winkel zwischen Drehachse und Vorschubrichtung. Bei langen Zylindern wird man den Spiegel in zwei Hälften fertigen, da sonst die Meißelachse anstößt.

punkte“ $\pm \frac{r}{2}$ für die Abbildung zu verwenden. Einfache Abschätzungen zeigen jedoch, daß die Verzeichnungen in einem solchen abbildenden System unerträglich groß sind. Die Verhältnisse werden günstiger, wenn der Durchmesser des Kreiszylinders nicht groß gegen den der Lampe ist.

Elementare Überlegungen legen es nahe, die Exzentrizität der Ellipse niedrig und den Stabdurchmesser klein gegen die Ellipsenhalbachse zu wählen, um kleine Abbildungsfehler zu erreichen. Außerdem wird man die Zylinderhöhe nicht klein gegen die Halbachse wählen, um Vielfachreflexionen auf den Endspiegeln vor dem Auftreffen auf das Lasermaterial möglichst zu vermeiden. Bei einem geringen Abstand von Lasermaterial und Lichtquelle wird der Einfluß von direktem Licht wichtig. Wir werden zunächst die Pumplichtverteilung unter idealisierten Bedingungen berechnen und dann den Einfluß von direktem Licht, von Abschattungen und von höheren Reflexionen qualitativ betrachten.

a) Berechnung der Beleuchtungsdichte

Bild (14—32) zeigt die Reflexion der von der kreisförmigen Lichtquelle ausgehenden Strahlen an einem elliptischen Spiegel. Wir beschränken uns auf den zweidimensionalen Fall, vernachlässigen direktes Licht, die Abschattung durch Lichtquelle und Lasermaterial und den Einfluß der Brechung ($\mu = 1$). Weiter setzen wir voraus, daß die Exzentrizität der Ellipse klein ist: $\frac{a}{b} - 1 \ll 1$ und daß der Radius der Lichtquelle klein ist gegen die große Halbachse $R \ll a$.

Wir betrachten nur die erste Reflexion und nehmen an, daß die Lichtquelle symmetrisch zum ersten Brennpunkt angeordnet ist. Vom Ellipsenpunkt A aus soll sie wie ein gleichmäßig leuchtender

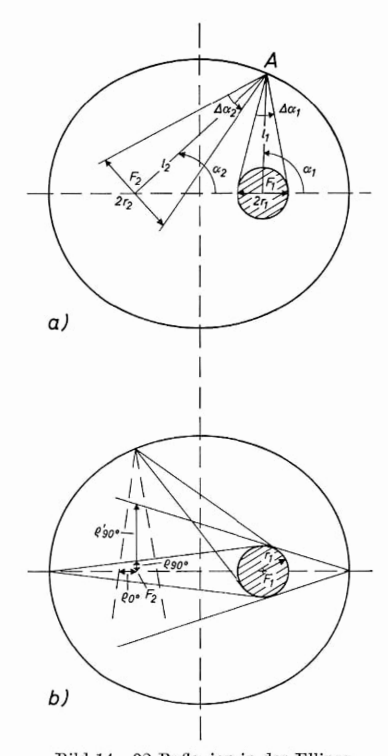


Bild 14—32 Reflexion in der Ellipse
a) Erhaltung des Öffnungswinkels $\Delta\alpha_2 = \Delta\alpha_1$ bei der Reflexion am Ellipsenpunkt A.
b) Extremfälle der verzeichnenden Reflexion

Strich der Länge $2r_1$ erscheinen. Die unter dieser vereinfachten Annahme gewonnenen übersichtlichen Ergebnisse sind allgemein gültig, wenn sie auf homogene Teilbereiche der Lampe angewendet werden; die Ergebnisse der Rechnung sind entsprechend der Leuchtdichteverteilung der speziellen Quelle zu modifizieren.

Nach den Reflexionsgesetzen leuchtet das an A reflektierte Strahlenbündel um den zweiten Brennpunkt F_2 ein Gebiet mit dem Durchmesser $2r_2$ aus. Wenn

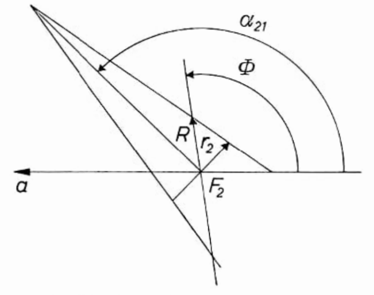


Bild 14—33 Grenzwinkel Φ des wirksamen Einstrahlungswinkels (nach D. RÖSS [2073])

sich A in der rechten Ellipsenhälfte befindet, ist $r_2 > r_1$; entsprechend geringer ist die von dem Bündel in F_2 erzeugte Energieflußdichte. Reflexion in der linken Ellipsenhälfte führt zu $r_2 < r_1$ und zu einer erhöhten Energieflußdichte des Teilbündels. Die Energiedichte in einem gegebenen Punkt (R, Φ) um F_2 nach Bild (14—33) ergibt sich durch Integration über alle Teilbündel, die zur Beleuchtung in diesem Punkt beitragen [2073]:

$$I(R, \Phi) = \frac{I_1}{\pi} \int_{\alpha_{11}(R,\Phi)}^{\alpha_{12}(R,\Phi)} \frac{r_1}{r_2}(\alpha_1)\, \mathrm{d}\alpha_1 \,. \qquad (14\text{—}10)$$

α_{11} und α_{12} sind die zugehörigen Grenzwerte des Emissionswinkels der Lichtquelle, die gerade noch zur Beleuchtung im Punkt (R, Φ) bei-

tragen. $\frac{r_1}{r_2}(\alpha_1)$ erhält man in elementarer Weise aus der Ellipsengleichung zu

$$\frac{r_1}{r_2}(\alpha_1) = \frac{1 - \frac{e}{a}\cos\alpha_1}{1 + \frac{e}{a}\cos\alpha_1 + 2\left(\frac{e}{b}\right)^2 \sin^2\alpha_1}. \qquad (14\text{—}11)$$

$$e = \sqrt{a^2 - b^2}$$

Für die Grenzwerte gilt:

$$\sin\alpha_{11,\,12} = \left[\frac{r_2}{r_1}(\alpha_1)\right]^2 \frac{r_1}{R}\cos\Phi \pm \frac{r_2}{r_1}(\alpha_1)\sqrt{1 - \left[\frac{r_2}{r_1}(\alpha_1)\right]^2 \left(\frac{r_1}{R}\right)^2} \cdot \sin\Phi. \qquad (14\text{—}12)$$

Wir wollen die Beziehungen in Bild (14—32b) veranschaulichen. Hier sind verschiedene an ausgezeichneten Ellipsenpunkten reflektierte Teilbündel aufgezeichnet. Reflexion am Punkt $x = -a$ liefert den Strahl kleinsten Durchmessers, Reflexion an $x = +a$ den Strahl größten Durchmessers senkrecht zur x-Achse. Reflexion an $x = -e$ liefert den Strahl kleinsten Durchmessers längs der x-Achse.

Das Gebiet höchster Energiedichte ist dadurch gekennzeichnet, daß in ihm alle Teilstrahlen zur Geltung kommen: $\alpha_{11} = 0$; $\alpha_{12} = \pi$. Es wird in Richtung der Koordinatenachsen von den zwei eingezeichneten an $x = -a$ und $x = -e$ reflektierten Teilbündeln berandet. Für einen außerhalb dieses Gebiets liegenden Punkt gibt es gewisse Teilbündel, die an ihm vorbeilaufen; der wirksame Ausstrahlungswinkel der Lichtquelle $2\alpha_1$ ist ebenso wie der Einstrahlungswinkel $2\alpha_2$ kleiner 2π.

Wenn wir uns senkrecht zur x-Achse bewegen, so fallen zunächst für $R > \varrho_{90°}$ die Einstrahlungswinkel um $\alpha_2 = \pi$ weg; $\pi > \alpha_2 \geq 0$. Weiter außen fallen für $R > \varrho'_{90°}$ die Winkel um $\alpha_2 = 0$ weg: $\pi > \alpha_2 > 0$. Der Einstrahlungswinkel zieht sich zusammen auf $\alpha_2 \approx \frac{\pi}{2}$.

Parallel zur x-Achse fallen mit $R > \varrho_{0°}$ die Winkel um $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$ weg, die wirksamen Winkelbereiche ziehen sich auf $\alpha_2 \approx \frac{\pi}{2}$ und auf $\alpha_2 \approx 0$ zusammen. Im Gegensatz zur Verteilung in y-Richtung hat die Verteilung nur eine Grenze.

Die beiden Bündel, die in den Punkten $x = +a$, $x = -e$ reflektiert werden, begrenzen das Gebiet, durch das der gesamte Fluß der Lichtquelle geht.

Bild (14—34) zeigt den Verlauf der Energiedichte parallel zu den Achsen für verschiedene Exzentrizitäten der Ellipse. Um den Brennpunkt liegt ein von ϱ_{90°, ϱ_{0° begrenzter homogener Bereich, in dem die Energiedichte gleich der der Quelle ist: $I/I_1 = 1$ (von Spiegelverlusten sehen wir ab). Der Durchmesser dieses Bereichs ist kleiner als der der

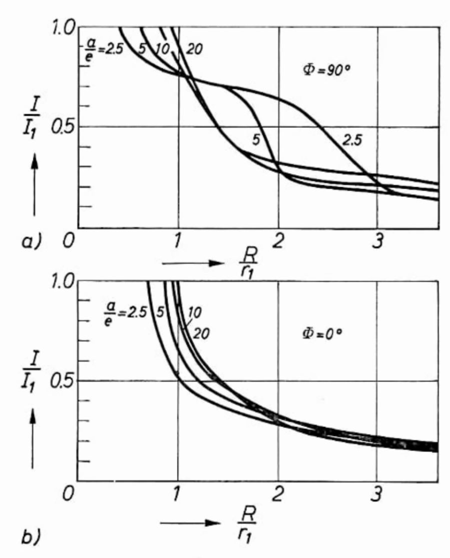


Bild 14—34 Errechnete Verteilung der Beleuchtungsdichte im zweiten Brennpunkt parallel zu den Ellipsenachsen für verschiedene Exzentrizitäten der Ellipse (nach D. RÖSS [2073])

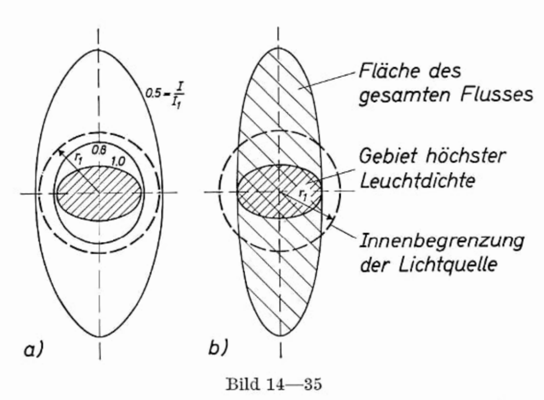


Bild 14—35

a) Errechnete Kurven gleicher Beleuchtungsdichte um die zweite Brennlinie;
b) Gebiet höchster Leuchtdichte und Gebiet des gesamten Flusses, schematisch für $\frac{a}{e} = 2{,}5$

Quelle, und zwar wird er um so kleiner, je größer die Exzentrizität der Ellipse ist.

Gemäß unseren qualitativen Überlegungen fällt die Energiedichte parallel zur kurzen Achse in zwei Stufen, parallel zur langen Achse steiler in nur einer Stufe ab. In Bild (14—35) ist die flächenhafte Verteilung für $a/e = 2{,}5$ skizziert. Der Bereich höchster Energiedichte ist oval, mit dem größten Durchmesser parallel zur langen Achse. Bereits bei nur wenig geringerer Energiedichte dreht die Elongationsachse in die Richtung parallel zur kurzen Achse um, da die Beleuchtungsdichte in a-Richtung wesentlich steiler abfällt. Im Experiment beobachtet man daher oberhalb der Schwelle ovale Bereiche mit der Längsachse parallel zur kurzen Ellipsenachse.

Die Grenzen des homogen beleuchteten Bereichs ergeben sich zu·

$$\frac{\varrho_{90^\circ}}{r_1} = \frac{a/e - 1}{a/e + 1} \tag{14—13}$$

$$\frac{\varrho_{0^\circ}}{r_1} = \frac{(a/e)^2 - 1}{(a/e)^2 + 1} \tag{14—14}$$

Für die homogen beleuchtete Fläche gilt näherungsweise:

$$\frac{Q}{r_1^2 \pi} = \frac{\varrho_{90^\circ} \varrho_{0^\circ} \pi}{r_1^2 \pi} = \frac{(a/e - 1)^2}{(a/e)^2 + 1}. \tag{14—15}$$

Die Fläche des gesamten Flusses wird begrenzt durch ϱ_{0° und durch:

$$\frac{\varrho'_{90^\circ}}{r_1} = \frac{a/e + 1}{a/e - 1}. \tag{14—16}$$

Für den Querschnitt, durch den der gesamte Fluß der Lichtquelle hindurchgeht, gilt näherungsweise:

$$\frac{Q'}{r_1^2 \pi} = \frac{\varrho'_{90^\circ} \varrho_{0^\circ} \pi}{r_1^2 \pi} = \frac{(a/e + 1)^2}{(a/e)^2 + 1}. \tag{14—17}$$

Im brechenden Material werden alle Abmessungen proportional $1/\mu$ verkleinert.

Wir wollen ein typisches Beispiel abschätzen und wählen einen elliptischen Zylinder mit 10 cm maximalem Durchmesser und einen Abstand zwischen Lichtquelle und Laserstab von 5 cm:

$$\begin{aligned} a &= 5 \text{ cm} \\ e &= 2{,}5 \text{ cm} \\ a/e &= 2 \\ b &= \sqrt{a^2 - e^2} = 4{,}32 \text{ cm}. \end{aligned}$$

Der Zylinder wirkt mit $a/b = 0{,}87$ noch relativ wenig exzentrisch.

Als Lichtquelle verwenden wir die lineare Blitzlampe FT 92 mit 4 mm Innendurchmesser, als Laser einen Rubinstab von 5 mm Durchmesser. Wir erhalten:

$$r_1 = 2\ \mathrm{mm}$$

$$\varrho_{90°} = \frac{1}{3} r_1 = 0{,}66\ \mathrm{mm}$$

$$\varrho_{0°} = \frac{3}{5} r_1 = 1{,}2\ \mathrm{mm}$$

$$Q \approx \frac{1}{5} r_1^2 \pi$$

$$\varrho'_{90°} = 3\, r_1 = 6\ \mathrm{mm}$$

Um den gesamten Fluß der Lampe aufzufangen, müßte der Laserstab 12 mm Durchmesser haben; wir können also nur einen Teil des Flusses ausnützen.

Durch die Brechung wird der hoch gepumpte Kern reduziert auf:

$$\frac{1}{\mu} \varrho_{90°} = \frac{1}{5{,}4} r_1 = 0{,}37\ \mathrm{mm}$$

$$\frac{1}{\mu} \varrho_{0°} = \frac{1}{2{,}96} r_1 = 0{,}67\ \mathrm{mm}$$

In der Nähe der Schwelle bleibt die Laserfunktion auf einen kleinen Bereich von rund 1 mm Durchmesser beschränkt.

Wir hätten ohne wesentlichen Verzicht auf Ausbeute auch bei mäßig hoher Pumpenergie einen Stab mit dem Durchmesser

$$\frac{D}{2 r_1} = 2 \sqrt{\varrho_{0°}\, \varrho_{90°}} = \frac{(a/e - 1)^2}{(a/e)^2 + 1} \tag{14--18}$$

wählen können. In unserem Beispiel wäre der Stab 0,8 mm dick. Um unseren Stab von 5 mm Durchmesser wie in einem Raum homogener Energiedichte zu pumpen, müßten wir eine homogen leuchtende Lichtquelle von 25 mm Bogendurchmesser verwenden.

Mit dem dünnen Stab hätten wir wegen der geringen Absorption in den Außenbezirken eine etwas niedrigere Schwelle erreichen können als mit dem vorgegebenen Stab.

Wir können den Wirkungsgrad der Anordnung durch Wahl einer Ellipse mit geringer Exzentrizität verbessern; die Schwelle bleibt dabei unverändert.

Während die Ausstrahlung der Lichtquelle rotationssymmetrisch ist, hat die Energiedichteverteilung am Ort des Lasers keine Rotations-

symmetrie mehr. Es existiert eine bevorzugte Achse senkrecht zur langen Achse der Ellipse bei hoher Anregung. Das Material erwärmt sich im Querschnitt unsymmetrisch, und der Laserstab verbiegt sich im Betrieb mit axialer Symmetrie. Die daraus resultierende Störung des Resonators ist ein wesentlicher Nachteil dieser und aller zylindrischen Anordnungen und führt zusammen mit der Unmöglichkeit, den Lichtfluß der Lampe wirkungsvoll vollständig aufzufangen, zu einem relativ niedrigen Wirkungsgrad pro Mode bei hoher Pumpleistung. Die ungleichmäßige Pumplichtabsorption im Stabquerschnitt führt außerdem zu einer im Pumpimpuls zeitlich variablen optischen Krümmung des den Stab beinhaltenden Resonators. Dieser Effekt ist charakteristisch für alle abbildenden Anordnungen mit inhomogener Ausleuchtung

Der große Vorteil gegenüber einer Anordnung mit spiraliger Lichtquelle besteht darin, daß in einem kleinen Materialquerschnitt eine Energiedichtetransformation nahe 1 : 1, unabhängig von der Exzentri-

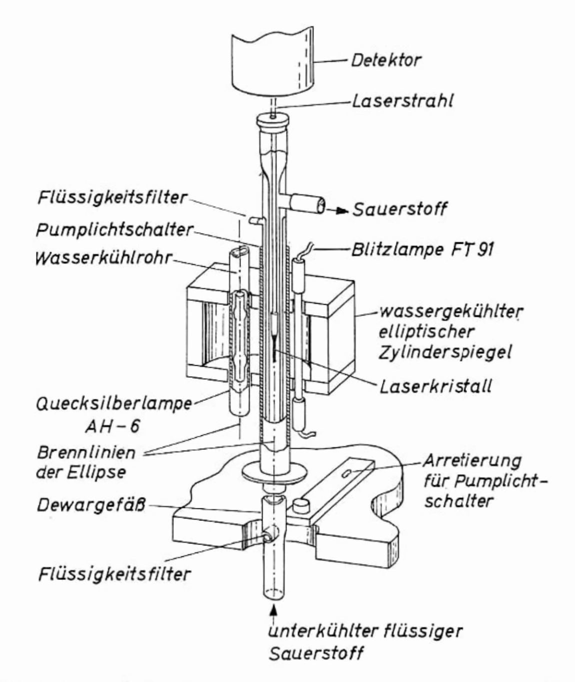


Bild 14—36 Elliptischer Zylinderspiegel für Dauerstrichlaser (nach L. F. JOHNSON u. a. [1215]). Die Blitzlampe dient dazu, bei kritischen Experimenten festzustellen, wie nahe der Laser an der Schwelle ist.

zität, möglich ist, so daß sehr niedrige Schwellwerte erreicht werden können. Die Anordnung eignet sich daher für Dauerstrich-Laser. Bild (14—36) zeigt die erste für Festkörper-Laser erfolgreich erprobte Dauerstrichanordnung mit einem elliptischen Zylinderspiegel. $CaWO_4:Nd^{3+}$ wurde darin mit unterkühltem Sauerstoff gekühlt und mit einer Quecksilberlampe gepumpt. Inzwischen ist mit Kristallen besserer Qualität in ähnlichen Systemen auch ein Betrieb bei Zimmertemperatur unter Wasserkühlung möglich geworden [971, 973, 978, 1215].

Die mit elliptischen Zylinderspiegeln für einfache 3-Zoll-Rubin-Laser erreichbaren Schwellwerte betragen typischerweise 120 bis 200 Ws. Dabei beträgt die maximal verfügbare Pumpenergie etwa 3 P_t. Mit 2 Zoll-Lampen (PEK-XE 1—2) und entsprechenden elliptischen Zylinderspiegeln läßt sich die Schwelle einfacher guter Stäbe auf 80 Ws bei 20 °C [977], die ummantelter Stäbe auf 44 Ws bei Kühlung auf 77 °K [621] senken.

Mit dickeren Blitzlampen von 7 mm Innendurchmesser sind bei 3 Zoll Blitzlänge Pumpenergien von 600 Ws zulässig. Die Schwellenergie beträgt dabei etwa 200 Ws. Die Ausgangsenergie ist wegen des größeren ausgeleuchteten Materialvolumens gegenüber Anordnungen mit möglichst niedriger Schwellenergie im Verhältnis der maximalen Pumpenergie höher und liegt für die genannten Abmessungen bei einigen Ws. Kleine Rubin-Laser niedriger Schwelle liefern meist nicht mehr als 10 bis 100 mWs Impulsenergie.

b) Direktes Licht, Abschattung

Die räumliche Verteilung des Pumplichtes wird gegenüber unserer vereinfachten Rechnung dadurch modifiziert, daß Licht aus der Quelle das Material direkt, ohne Reflexion an den Spiegeln, trifft. Der Einfluß dieses Effekts ist um so größer, je enger Lichtquelle und Laser benachbart sind, je kleiner also die Exzentrizität der Ellipse ist. Außerdem schattet die Lichtquelle, ebenso wie der Laserstab, einen Teil des Lichtes vor dem regulären Auftreffen auf den Laserstab ab. Weiter wird die Verteilung, besonders in kleinen Ellipsen hoher Exzentrizität, durch eine zweite Reflexion von nichtabsorbiertem Pumplicht modifiziert. Alle diese Einflüsse stellen kleine Störungen des allgemeinen Verlaufes dar, die sich am besten experimentell untersuchen lassen.

Bild (14—37a) zeigt schematisch die Verteilung, wie sie nach [572] durch Zusammenwirken der Effekte entsteht; Bild (14—37b) zeigt als

experimentelle Bestätigung eine Aufnahme der Fluoreszenz eines Rubinstabes mit einem elliptischen Zylinderspiegel (Vgl. dazu Bild 14—40). Außer der aus der Abbildungseigenschaft der Ellipse resultierenden ovalen Verteilung ist eine der Lampe benachbarte Aufhellung zu erkennen als Auswirkung der direkten Beleuchtung. Auf der der Lichtquelle abgewandten Seite entsteht eine Erniedrigung der Energiedichte durch Abschattung. Der Schwerpunkt der Beleuchtungsdichte liegt etwas außerhalb der Stabmitte und ist gegen die Lichtquelle hin verschoben, die Verteilung ist asymmetrisch. Es ist nicht klar, ob es sich hierbei um einen Justierfehler handelt [572] oder eine durch das direkte Licht unterstützte echte Verschiebung.

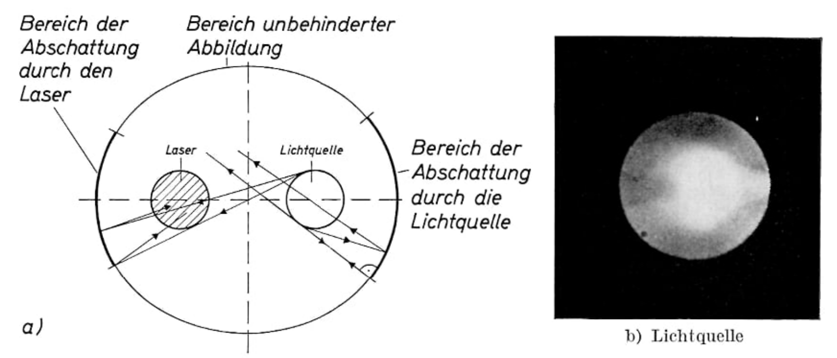


Bild 14—37 Abschattung in elliptischen Zylinderspiegeln.

a) Die Abschattung durch die Lampe führt neben einem Lichtverlust zu einer erhöhten Rückheizung, die Abschattung im Lasermaterial zu einer Herabsetzung der Leuchtdichte in der Mitte. In den eingezeichneten Bereichen ist der Effekt in Achsennähe am größten.

b) Verteilung der Fluoreszenz in einem polierten Rubinstab bei Beleuchtung in einem elliptischen Zylinderspiegel (von Herrn O. SVELTO freundlicherweise zur Verfügung gestellt nach V. DANEU u.a. [572]). Der Einfluß der direkten Beleuchtung wird in einer Aufhellung auf der der Lampe zugewandten Seite deutlich.

Die zusätzliche Verzeichnung durch direktes Licht und durch Abschattung führt dazu, daß die Pumplichtverteilung ihre einfache axiale Symmetrie verliert; die ungleichmäßige Erwärmung führt zu einer komplizierten Verbiegung des Materials und zu einer entsprechenden Verwerfung des effektiven Resonators. Durch eine Verschiebung des Laserstabs aus der Brennlinie kann die Unsymmetrie der Pumplichteinstrahlung teilweise kompensiert werden. Da die besprochenen sekundären Effekte bei kleiner Exzentrizität groß sind, erhält man in der Regel die günstigsten Betriebswerte bei mittleren Exzentrizitäten, trotz des dann niedrigeren Abbildungswirkungsgrades.

Die Abschattung der Lampe führt dazu, daß die Energiedichte nicht ganz im Verhältnis 1:1 transformiert wird. Sie erzeugt eine Rückheizung der Lampe, zusätzlich zu der unvermeidlichen Rückheizung durch Mehrfachdurchgänge von Licht durch die beiden Brennlinien. Die Abschattung am Laserstab setzt ebenfalls die maximale Energiedichte herab und führt dazu, daß der Durchmesser des Gebiets höchster Beleuchtungsdichte größer als $\varrho_{90°}$ wird.

Ein gewisser Verlust an Pumplicht entsteht durch die mehrfache Reflexion von Strahlen, welche die Endflächen des Zylinders treffen.

Eine weitere Herabsetzung der Energiedichte kommt durch die Reflexion an der Oberfläche des Laserstabs (Rubin ca. 8 %) zustande, sowie durch Reflexionen an Kühlrohren etc. Wegen der Verzeichnung bei der Abbildung ist der Anteil der hier reflektierten Strahlung, der nach zwei weiteren Reflexionen an der Ellipse wieder auf das Lasermaterial gesammelt wird, klein.

Licht, das beim ersten Durchgang durch das Lasermaterial nicht absorbiert wird, läuft wieder zur Quelle zurück. Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, daß es bei höheren Durchläufen im Lasermaterial zur Absorption kommt. Praktisch wird dieser Beitrag durch die Absorption der Quelle und durch Abbildungsfehler reduziert, durch die die „Quelle" der höheren Reflexionen schnell auseinanderläuft. Mehrfachdurchgänge wären besonders bei niedriger Stromdichte der Lampe und im blauen Spektralbereich interessant, wo der Bogen transparent ist.

Die Lichtquelle erzeugt im elliptischen Zylinder am Ort des Lasers ein inhomogenes, transversales Magnetfeld, das in Mehrfachanordnungen oder durch eine Hilfsleitung teilweise kompensiert werden kann.



Bild 14—38 Spiegelung in einem elliptischen Zylinderspiegel. Unten ist der am Umfang rauhe Rubinstab (5 mm ∅) zu sehen, links sein im ebenen Abschlußspiegel verlängertes Bild. Weiter oben ist rechts die für diese Aufnahme aufgetrennte Blitzlampe FT 91 L (6 mm a ∅) zu erkennen, daneben das mit ihrer Achse fluchtende, etwas vergrößerte Bild des Rubins, sowie dessen Verlängerung im Abschlußspiegel. Neben dem Rubin erkennt man rechts das verkleinerte Bild der Blitzlampe. Spiegel: $a = 5$ cm; $e = 2$ cm; 7,5 cm hoch. Zur besseren Zugänglichkeit ist der Zylinder in zwei Halbschalen zerlegt. Damit Kühlgefäße einfach eingesetzt werden können, sind in den Seitenspiegeln durchgehende Schlitze ausgespart.

Die Justierung wird in elliptischen Zylinderspiegeln vereinfacht, wenn der Zylinder in zwei Schalen zerlegbar ist (s. Bild 14—38). Die genaue Einstellung wird vorteilhaft während des Betriebs so vorgenommen, daß das Nahfeld des Laserstabs möglichst symmetrisch zur Stabachse ist.

c) Nahfeld von Rubin-Lasern in elliptischen Zylinderspiegeln

Unsere Überlegungen über die Abbildungseigenschaften elliptischer Zylinderspiegel werden durch die Beobachtung der Nahfeldverteilung von Rubin-Lasern bestätigt. Bild (14—39) zeigt nahe der Schwelle das Nahfeld eines Rundstabes, der etwas exzentrisch zur Brennlinie auf-

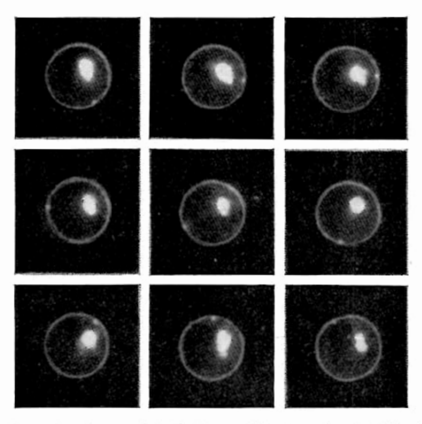


Bild 14—39 Nahfeld eines in einem elliptischen Zylinderspiegel dejustierten Rubinlasers bei Drehung um seine Achse. Die Drehung ist an den Fehlern des Spiegelrandes erkennbar (nach D. RÖSS [2073]).

gestellt wurde, bei der Drehung um seine Achse. Die aktive Zone ist räumlich fixiert und wandert bei der Drehung ohne wesentliche Änderung der Schwelle oder Ausbeute durch den Kristallquerschnitt. Abhängig von den örtlich variierenden Kristallfehlern, ändert sich ihre Form etwas, die ovale Elongation ist jedoch auf den meisten Aufnahmen gut erkennbar.

Bild (14—40) zeigt in einem Spiegel geringer Exzentrizität ($a/e = 2{,}5$) das Anwachsen der aktiven Zone bei einer Steigerung der Pumpenergie. Direkt an der Schwelle ist der schwingende Bereich auf einen kleinen Fleck in der Stabmitte beschränkt. Mit wachsender Pumpenergie

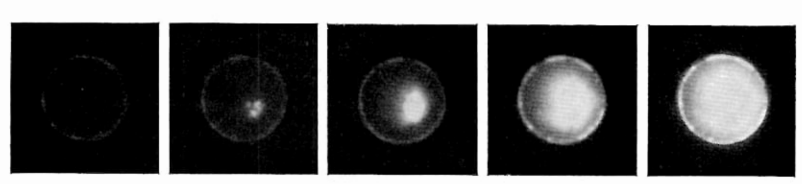


Bild 14—40 Nahfeld eines in einem elliptischen Zylinderspiegel fokal gepumpten Rubinlasers mit wachsender Pumpenergie. Rubin 5 mm ∅, 40 mm lang, 0,025% Cr^{3+}, polierter Umfang, dielektrische Spiegel; 20 °C. Blitzlampe FT 91 L, 4 mm Bogendurchmesser; Pumpenergie: 125, 145, 190, 240, 300 Ws

dehnt sich der aktive Bereich langsam aus, wobei seine Elongation und Asymmetrie zunimmt. Bei der doppelten Schwellenergie ist die Randzone noch nicht invertiert, der Durchmesser des schwingenden Bereichs ist kleiner als der Bogendurchmesser (vgl. Bild 14—37b).

Als Gegenbeispiel zeigt Bild (14—41) die Emission eines Rubinbandes. Die Emission setzt hier nahe der (bei gleicher Temperatur) gegenüber dem Rundstab erhöhten Schwelle in dem wegen der fehlenden Brechung größeren hoch gepumpten Bereich ein; die aktive Zone dehnt sich nur langsam mit wachsender Pumpenergie aus, und zwar recht gut in dem Maß, wie die Beleuchtungsdichte nach Bild (14—34) im freien Raum abfällt.

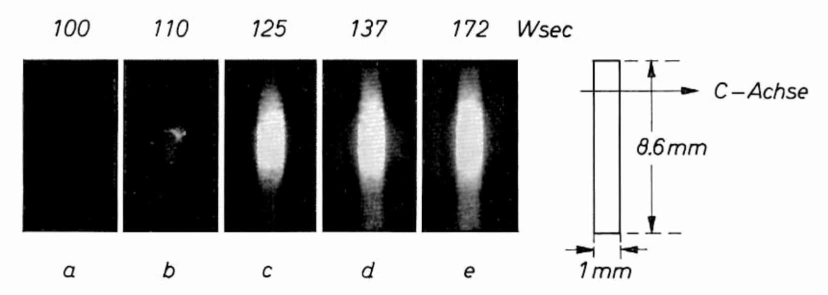


Bild 14—41 Nahfeld eines Rubinlasers in Form eines dünnen Bandes bei fokaler Beleuchtung in einem elliptischen Zylinderspiegel. Rubin 1 × 8,6 × 80 mm, allseitig poliert, eine Endfläche offen; 0,006% Cr^{3+}, 78 °K Blitzlampe FT 91 L, 4 mm Bogendurchmesser

In nicht zu dicken Rundstäben hat bei abbildender Beleuchtung die Inversion wegen der inhomogenen Leuchtdichte der Lichtquelle in der Stabmitte stets ein ausgeprägtes Maximum. Der schwingende Bereich dehnt sich, von 0 ausgehend, stetig aus, bis die durch die Verzeichnung der Anordnung gegebene Grenze erreicht ist, die der Bogenbegrenzung entspricht (R'/μ). Eine weitere Steigerung

der Pumpleistung führt nur noch zu einem langsamen Anwachsen des aktiven Volumens. Unsere Überlegungen zeigen, daß jede kreisförmige Kurve konstanter Leuchtdichte in der Quelle in eine dazu korrespondierende nicht kreisförmige Kurve im Bild transformiert wird.

Die Existenz eines Maximums der Beleuchtungsdichte in der Bildmitte bei den üblichen Abmessungen der Lichtquellen in abbildenden Systemen hat einen starken Einfluß auf das Schwingungsverhalten der darin gepumpten Laser. Die Inversionsverteilung führt zu einer Bevorzugung des Grundmode und von symmetrischen Moden, während bei homogener Beleuchtung zahlreiche transversale Moden gleichberechtigt sind und bei Vorliegen eines ringförmigen Inversionsmaximums in Resonatoren hoher Selektion ein unsymmetrischer Mode entsteht [2262]. Die Emission von einfachen Rubin-Lasern in abbildenden Systemen ist stärker gebündelt als bei Beleuchtung in spiraligen Blitzlampen.

Die inhomogene Inversionsverteilung führt außerdem dazu, daß der invertierte Bereich stets zusammenhängend bleibt. Bei Verwendung guter Rubine entstehen keine getrennt schwingenden Bereiche (filaments); die aktiven Moden sind stärker gekoppelt.

Im Impulsbetrieb setzt der Laser in einem kleinen Querschnitt, also mit hoher Selektion ($a^2/l\lambda$ klein) ein; die Zahl der Moden wächst mit anwachsendem invertiertem Querschnitt. Am Impulsende zieht er sich wieder auf die Beleuchtungsachse zusammen; die Emission endet mit hoher Selektion [2082]. Bei Lasern mit gekrümmten Resonatoren gilt dies nur, wenn die Beleuchtungsachse mit der Resonatorachse zusammenfällt. Diese Eigenart besitzen alle abgebildeten Systeme (s. Kap. 12).

Die axiale Symmetrie der Pumplichteinstrahlung führt dazu, daß die Laserfunktion anisotroper Materialien davon abhängt, wie die Kristallachse zur langen Halbachse der Ellipse orientiert ist. Bei 90°-Rubinen ändern sich in Ellipsen hoher Exzentrizität die Schwelle und das Emissionsverhalten merklich, wenn der Rubinstab um seine Achse gedreht wird.

d) Mehrfachellipsen

Durch Kombination mehrerer verschachtelter elliptischer Zylinder kann man nach Bild (14–42) einen Laserstab mit mehreren Lichtquellen gleichzeitig pumpen (Bild 14–42). Für die erzeugte Energie-

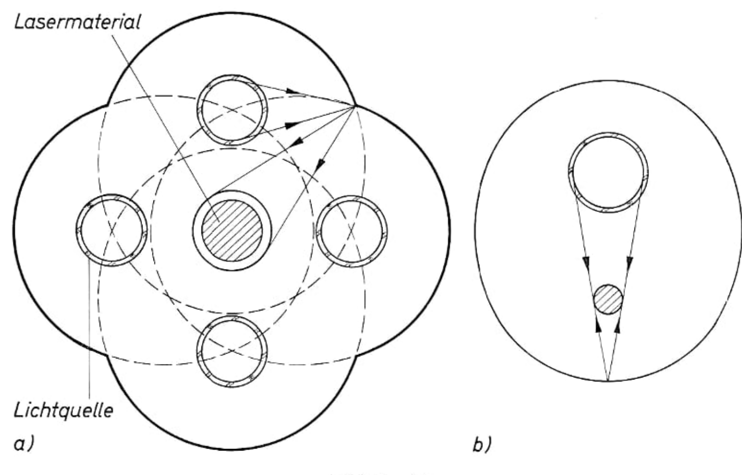


Bild 14—42

a) Vielfachanordnung von elliptischen Zylindern mit einer gemeinsamen Brennlinie.

b) zeigt eine äquivalente Anordnung mit *einer* Ellipse zur gleichmäßigen Ausleuchtung des Stabquerschnitts.

dichte im homogen gepumpten Bereich ist der Einstrahlungswinkelbereich $\int_0^a d\alpha_2$ maßgebend, der unabhängig von der Zahl der Teilellipsen eine Konstante (2π) ist. Die Schwellwerte einer solchen Mehrfachanordnung wachsen daher etwa proportional zur Anzahl der Teilellipsen an, und es ist nicht möglich, bei gleicher Einzelbelastung mit vier Blitzlampen das Zentrum eines Rubinstabes stärker zu pumpen als mit nur einer Lichtquelle in einem geschlossenen elliptischen Zylinder. Der Wirkungsgrad sollte proportional zur Zahl der Teilellipsen sinken, die maximal erzielbare Ausgangsenergie also konstant bleiben.

Es war zunächst nicht recht verständlich, warum mit zweifachen und besonders mit vierfachen Ellipsen im Experiment höhere Impulsenergien erzeugt werden konnten als in einfachen Zylindern [20, 316, 317, 318, 551, 788, 2073]. Der Grund liegt wegen der Verzeichnung der Ellipse in der besseren Ausleuchtung des Materialquerschnitts, der in jedem Fall etwa gleich dem Lampenquerschnitt war, und in der Milderung der Beleuchtungsunsymmetrie besonders bei vierfachen Ellipsen. Bei mehrfachen Ellipsen wird der Bereich homogener Ausleuchtung nicht mehr durch die verkleinernde Reflexion an $\alpha_2 = \pi$ begrenzt, sondern z. B. für Vierfachellipsen durch die zu einer Erniedrigung der Ener-

gieflußdichte führende, vergrößernde Reflexion bei $a_2 = \pi/4$ (Bild 14—42). Der homogen beleuchtete Bereich ist also größer als in der Vollellipse und hat für $n = 4$ den Durchmesser $2/\varrho'_{0°}$. Dies ist kein Vorteil für die Schwelle, da durch den Wegfall von 3/4 des Einstrahlungswinkels die erzeugte maximale Energiedichte in dem Stab bei gleicher Anregung einer Lampe um einen entsprechenden Faktor niedriger ist als in der Vollellipse. Die gleichmäßige Inversion eines größeren Volumens kann bei Anregung von vier Lichtquellen von Vorteil sein, wenn eine Anpassung der Materialdicke an die Lampenabmessungen anders nicht möglich ist; insbesondere kann der Querschnitt des Laserstabs größer sein als der einer der Lichtquellen.

Die gleiche Verbesserung wäre einfacher in einer Vollellipse durch Verwendung einer Röhre mit dem Durchmesser $2/\varrho_{90°}$ möglich, weil auch damit eine Anpassung an den Materialdurchmesser erreicht wird. Dabei wird allerdings die höhere Unsymmetrie der Beleuchtung in Kauf genommen (Bild 14—42b). Im Rahmen unserer Näherung ist der Wirkungsgrad hier höher, sobald $a/e > 1 + \sqrt{2}$ ist und umgekehrt (aus Gl. 14—13, 14—14).

Bei einer größeren Zahl von Teilellipsen geht die Anordnung mehr und mehr in ein System homogener Ausleuchtung über, da das direkte Licht eine immer größere Rolle spielt. Wegen der Einfachheit und der besseren Symmetrie wird eine Spirale dann vorzuziehen sein.

14.6. Nichtfokale elliptische Zylinder und Kreiszylinderspiegel

Eine wirkungsvolle Transformation der Energiedichte ist in elliptischen Spiegeln nicht nur dann möglich, wenn Quelle und Absorber symmetrisch zu den Brennpunkten aufgestellt sind. Nach Bild (14—43) bleibt in einem elliptischen Spiegel jeder Strahl, der die große Halbachse zwischen Brennpunkt und Wand passiert, auch nach beliebig vielen Reflexionen auf die beiden so definierten, zum Ellipsenzentrum symmetrischen Gebiete beschränkt. Ähnliches gilt für Strahlen, die die große Halbachse zwischen Brennpunkt und Zentrum passieren. Besonders auf der ersten Eigenschaft lassen sich wirkungsvolle Systeme aufbauen, die in dem Sinn abbildend sind, daß ein Grenzpunkt des interessierenden Gebietes, nämlich der Brennpunkt, streng abgebildet wird (exfokal [2061]), während bei der üblichen elliptischen Anordnung der Mittelpunkt des Gebietes streng abgebildet wird (fokal). Licht-

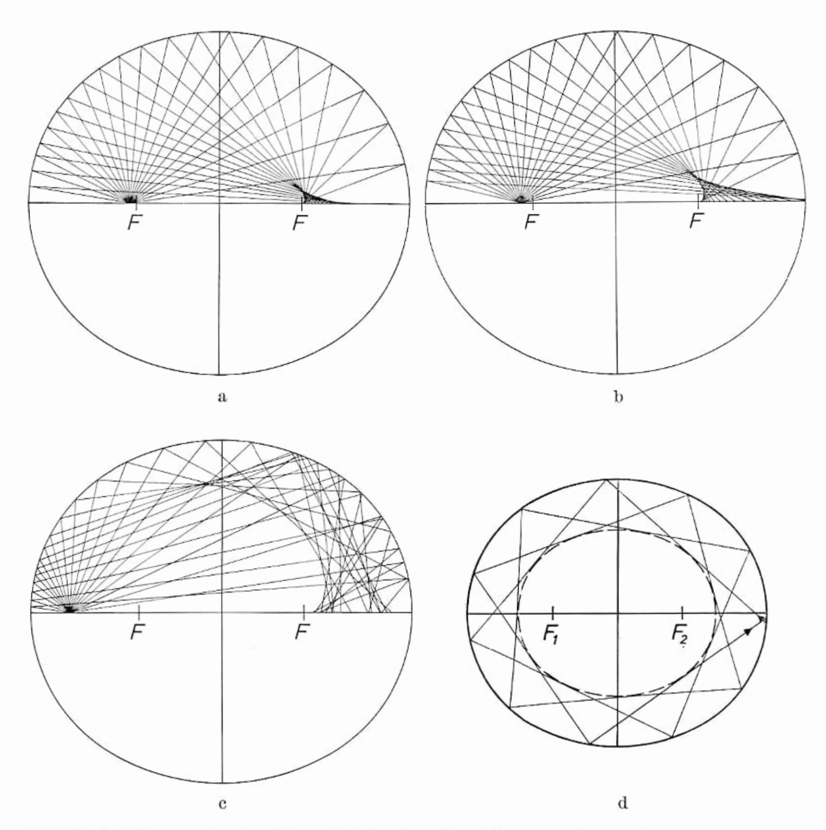


Bild 14—43 Reflexion in der Ellipse für Quellpunkte, die auf der langen Achse außerhalb des Brennpunktes liegen.

a) b) c) Verschmierung der Strahl-Schnittpunkte eines Quellpunktes auf das Gebiet zwischen Scheitel und Brennpunkt.

d) ein Strahl, der eine zur Spiegelellipse konfokale (gestrichelte) Ellipse tangiert, tangiert diese nach jeder Reflexion — sie ist eine Kaustik der reflektierten Strahlen.

quelle und Laser sollen dabei auf das Gebiet zwischen Brennpunkt und Ellipsenscheitel in Achsennähe beschränkt bleiben.

Bei einer zylindrischen Ausführungsform ist vorzuschreiben, daß die Lichtquelle an der Zylinderwand anliegt und mit ihrem Durchmesser das Gebiet zwischen Brennpunkt und Wand ausfüllt. Der Laserstab ist symmetrisch dazu anzuordnen. Bild (14—44) zeigt ein praktisches Beispiel. Da der Stab auf dem Zylinder aufliegt, ist keine besondere Halterung nötig, und das Material wird in einfacher Weise durch Wärmeleitung gekühlt. Die Schwellenergie beträgt für dünne

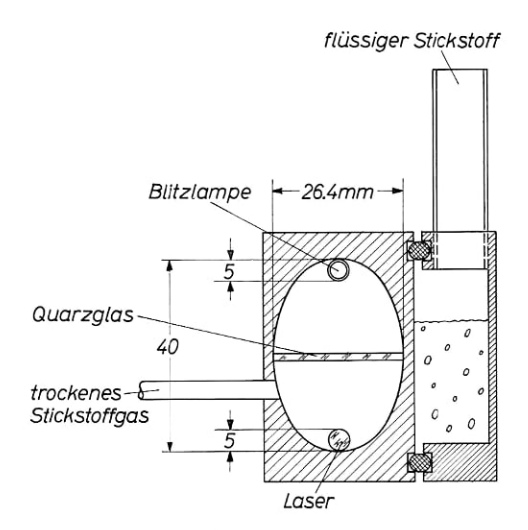


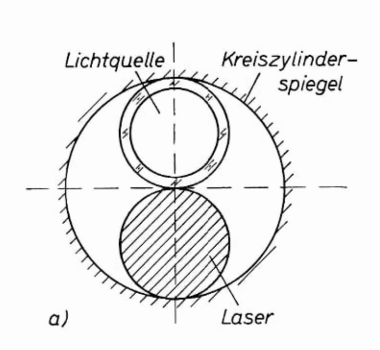
Bild 14—44 Elliptischer Zylinderspiegel in nichtfokaler Anordnung; Ausführung für gekühlte Laser (nach D. RÖSS [2061])

einfache Rubinstäbe guter Qualität zwischen 72 und 100 Ws bei 20 °C (FT91). In der Anordnung kann bei kleinen Abmessungen des Spiegels ein großer Abstand zwischen Lichtquelle und Lasermaterial erreicht werden, ohne daß der Wirkungsgrad sinkt.

Es ist nicht untersucht worden, wie bei so stark exzentrischen Ellipsen kleinen Durchmessers die Ausleuchtung in fokaler Aufstellung ist, unsere Rechnungen gelten in diesem Fall nicht mehr. Der Einfluß höherer Reflexionen führt zu einer schwächeren Abhängigkeit von der Exzentrizität, als nach der Näherungsrechnung zu erwarten ist [2073]. In diesem Spiegel wurde in fokaler Aufstellung ein vergleichbarer Schwellwert gefunden [2061].

Eine besonders kompakte, aber auch sehr unsymmetrische Anordnung erhalten wir nach Bild (14—45), wenn wir unsere Bemessungsvorschrift auf einen Zylinderspiegel anwenden [2061]. Die Lichtquelle füllt die eine Hälfte des Spiegels aus, der Laserstab die andere Hälfte. Es gibt keinen Strahl aus der Lichtquelle, der nicht nach einmaliger Reflexion das Lasermaterial trifft. Der Beleuchtungs-Wirkungsgrad der Anordnung ist daher höher als der von elliptischen Zylinderspiegeln, und auch die Schwelle liegt niedriger mit 57—80 Ws für gute Rubine. Die ausgeprägte Unsymmetrie führt allerdings zu einer starken Verbiegung des Laserstabs, so daß z. B. die Emission

eines dünnen Rubin-Lasers mit festen Spiegeln bei hoher Pumpenergie auf einem Schirm einen Strich parallel zur Verbindungslinie von Laser und Blitzlampe zeichnet.



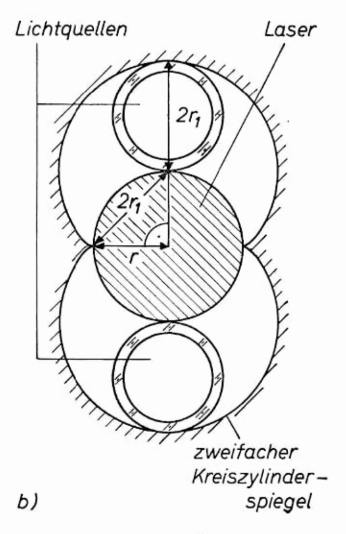


Bild 14—45 Kreiszylinderspiegel als Pumpanordnung (nach D. RÖSS [2061])
a) einfacher Kreiszylinder
b) doppelter Kreiszylinder zur Erhöhung der Symmetrie. Es ist zu dimensionieren: $r = r_1 \sqrt{2}$

Die grobe Unsymmetrie wird nach Bild (14—45) durch die Verschachtelung von zwei Zylinderspiegeln gemildert. Naturgemäß muß man dabei auf einen Teil des Lichtflusses verzichten oder den Querschnitt des Lasermaterials doppelt so groß wählen wie den der Lichtquellen Bild (14—45b). Mit ummantelten Stäben ist diese einfache Anordnung günstig anwendbar.

Wegen der kleinen Oberfläche des Spiegels ist die Lebensdauer des Systems gering. Kleine Verunreinigungen führen durch die hohe Flächenbelastung auch bei eloxierten Aluminiumspiegeln allmählich zur Zerstörung, so daß die Anordnung zwar für experimentelle Zwecke, aber weniger für eine Anwendung geeignet ist.

Ein Nachteil der Anordnung ist, wie bei allen anderen zylindrischen Systemen, daß ein Teil des Pumplichtes vor dem Auftreffen auf das Lasermaterial durch die Lichtquelle laufen muß. Die so erzeugte Rückheizung ist in diesen Systemen besonders groß.

Beide nichtfokale Anordnungen eignen sich für das Pumpen von Lasermaterialien, die nicht Stabform haben. So wurde für die Beleuchtung totalreflektierender Laser in Form von Ringen, Quadern etc. ein elliptischer Zylinder nach Bild (14—44) verwendet, in dem das Material auf dem Boden aufliegt. Wegen der gleichmäßigen Ausleuchtung ist die

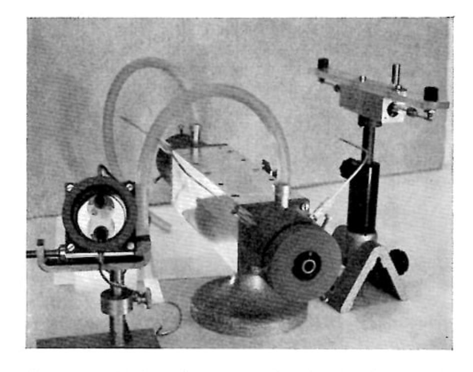


Bild 14—46 Pumpsysteme mit Kreiszylinderspiegeln.
In der Mitte ein flüssigkeitsgekühltes 6-Zoll-System mit zwei Lichtquellen von je 2 kW mittlerer Leistung. Links ein geöffnetes 3-Zoll-System mit zwei Blitzlampen Osram BL 5158. Rechts ein einfacher Kreiszylinderspiegel mit Blitzlampe PEK XE 1—3.

Schwelle trotz der fehlenden Sammelwirkung nicht viel höher als in Rundstäben [2080].

Die Verwendung eines elliptischen Zylinderspiegels, bei dem die Lichtquelle sich von der Wand bis zum Zentrum erstreckt, bringt gegenüber dem Kreiszylinder keinen Vorteil, sondern Verluste durch die erhöhte Absorption von Licht in der Lampe.

Bild (14—46) zeigt einige Pumpsysteme mit Kreiszylinderspiegeln, Bild (14—47) Nahfeldaufnahmen eines darin gepumpten Rubinlasers.

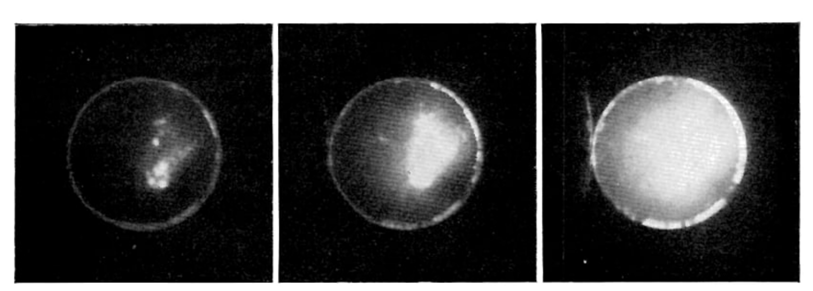


Bild 14—47 Nahfeld eines in einem einfachen Kreiszylinderspiegel gepumpten Rubinlasers mit wachsender Pumpenergie. Rubin 5 mm ∅, 40 mm lang; 0,025% Cr^{3+}, polierter Umfang, dielektrische Spiegel; 20 °C; Blitzlampe FT 91 L, 4 mm Bogendurchmesser; Kreiszylinder mit 11 mm Durchmesser. Es handelt sich um den gleichen Rubin wie in Bild (14—40). Hier ist die Schwelle niedriger, der invertierte Querschnitt wächst schneller an. Auffallend ist die starke Unsymmetrie der Beleuchtung und die Funktion in „filaments“ (die Lichtquelle ist rechts). Pumpenergie: 60, 90, 160 Ws.

14.7. Nichtfokale ellipsoide Anordnung

Eine völlig rotationssymmetrische und verzeichnungsarme Pumpanordnung erhält man in nichtfokaler Anordnung bei Verwendung eines Rotationsellipsoidspiegels nach Bild (14—48) [2061]. Die Lichtquelle liegt in Längsrichtung in der Ellipsoidachse, der Bogen reicht vom Brennpunkt bis zur Wand (oder ist kürzer als diese

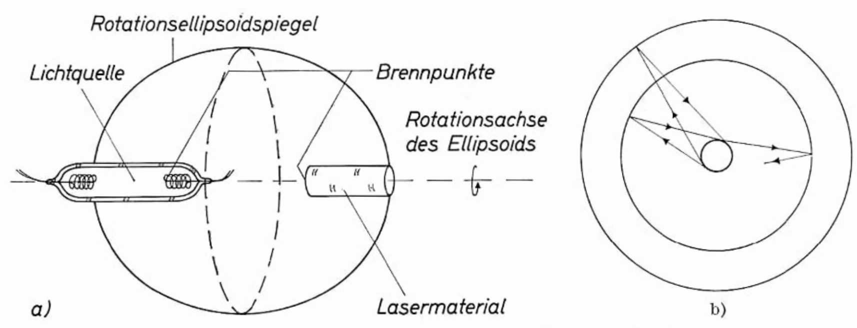


Bild 14—48 Rotationsellipsoid als nichtfokaler Pumpspiegel.
a) schematische Anordnung; b) Reflexion in Ebene senkrecht zur Rotationsachse

Strecke). Das Lasermaterial liegt symmetrisch dazu in der Ellipsoidachse und reicht vom Brennpunkt bis zum Ellipsenscheitel.

Wegen der Ausstrahlungscharakteristik linearer Lichtquellen ist der Raum zwischen den Brennpunkten weitgehend frei von Pumplicht. Das Magnetfeld der Lichtquelle am Ort des Lasermaterials ist verschwindend klein.

Senkrecht zur Ellipsoidachse ist die Anordnung konzentrisch (Bild 14—48b). Man erhält die Abbildung eines Kreises in einem konzentrischen Kreis auf sich selbst; in erster Näherung ist die Pumpanordnung verzeichnungsfrei. Die wichtigsten Fehler zweiter Ordnung entstehen dadurch, daß die Reflexionsebene nicht für alle Strahlen die Ellipsoidachse enthält; eine genauere Theorie der Transformationsfehler liegt für dieses System noch nicht vor.

Eine Abschattung durch die Lichtquelle und das Lasermaterial tritt nicht auf.

Damit die Fehler höherer Ordnung klein sind, wird man die Exzentrizität des Ellipsoids niedrig halten. Dies führt außerdem dazu, daß nur wenige Strahlen mehr als zwei verlustbehaftete Spiegelreflexionen erleiden, bevor sie das Lasermaterial treffen. Da in diesem System ein merklicher Anteil der Strahlung den Laser erst nach zwei Spiegelreflexionen trifft, ist die Qualität der Spiegel besonders wichtig.

Nach Bild (14—49) ist die Beleuchtungsdichte, gemessen an der Schwellenergie eines kurzen Lasers, längs der Bildstrecke gut homogen, wenn die Lichtquelle das Gebiet zwischen Brennpunkt und Wand ganz überdeckt. Bei einer kürzeren Lichtquelle ist die Beleuchtungsdichte niedriger und hat in dem zur Lichtquelle symmetrischen Gebiet ein Maximum.

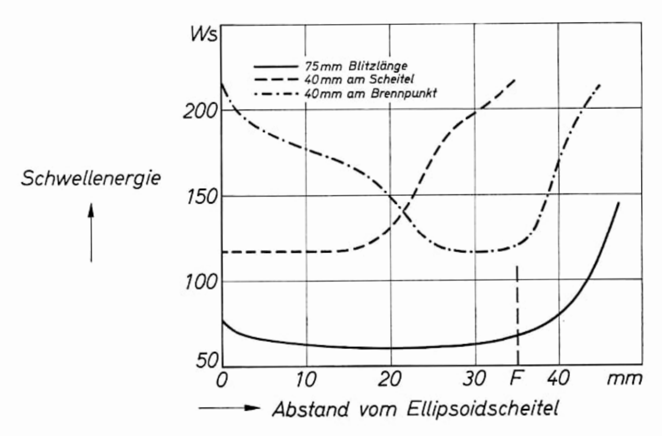


Bild 14—49 Schwellenergie eines 40 mm langen Rubin-Lasers in einem 3-Zoll-Ellisoid in Abhängigkeit von der Lage; Blitzlampe FT 91 L (nach D. RÖSS [2061])

Die Pumplichteinstrahlung und der Bereich höchster Beleuchtungsdichte am Ort des Lasers sind rotationssymmetrisch. Bild (14—50) demonstriert dies mit der Nahfeldverteilung eines Rubinlasers.

Für die optimale Bemessung gilt erfahrungsgemäß, daß Lichtquelle und Material angepaßt sind, wenn der Innendurchmesser der Lampe gleich dem Außendurchmesser des Lasermaterials ist. Derart angepaßte Stäbe sind bereits bei mäßiger Pumpleistung im ganzen Kerndurchmesser invertiert, so daß der Anstieg der Ausgangsenergie ähnlich linear ist wie bei Beleuchtung in einer Spirale, jedoch wegen der niedrigeren Schwelle mit einem höheren absoluten und wegen der weitgehenden Erfassung des ganzen Flusses auch mit einem höheren differentiellen Wirkungsgrad.

Die Schwellwerte sind in nichtfokalen, ellipsoiden Anordnungen deutlich niedriger als in elliptischen Zylinderspiegeln und wegen der fehlenden Abschattung noch etwas niedriger als in Kreiszylinderspiegeln vergleichbarer Oberflächenqualität. Für dünne 3-Zoll-Rubinstäbe guter Qualität liegen sie mit der Blitzlampe FT 91 bei 50 bis 70 Ws. Mit 3-Zoll-Blitzlampen von 7 mm Innendurchmesser erreicht man für ummantelte Stäbe von 4 mm Kerndurchmesser mit guten Spiegeloberflächen Schwellwerte von 90 bis 110 Ws, so daß bei der Sollenergie von 600 Ws $P \sim 6\, P_t$ möglich ist. Bei der unter verkürzter Lebensdauer noch zulässigen Pumpenergie von 1000 Ws ist $P = 10\, P_t$ erreichbar.

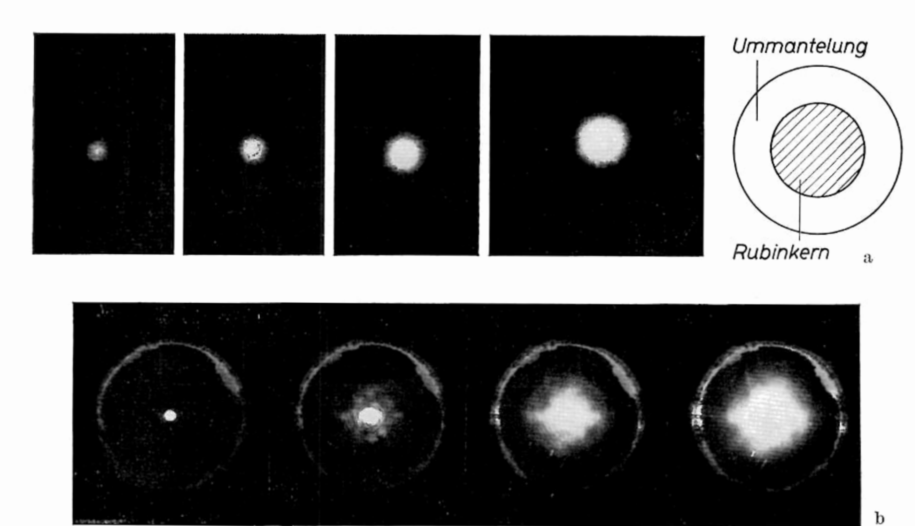


Bild 14—50 Nahfeld eines in einem Rotationsellipsoid gepumpten Rubinlasers mit wachsender Pumpanregung. Ummantelter Rubin 3,6 mm Außendurchmesser, 25 mm lang; dielektrische Spiegel; 300 °K.

a) Impulsbetrieb mit Blitzlampe PEK-XE 1—2 in 2-Zoll-Ellipsoid; Pumpenergie 34, 38, 43, 54 Ws.
b) Kontinuierlicher Betrieb unter Wasserkühlung in 1-Zoll-Ellipsoid mit Quecksilberlampe Typ A; Pumpleistung 740, 780, 820, 860 W.
Auf den Aufnahmen b) ist außer dem intensiv weißen schwingenden Bereich der bereits invertierte, aber noch unterhalb der Schwellinversion befindliche Bereich an den Fabry-Perot-Ringen der Streustrahlung erkennbar. Der Innendurchmesser der Lichtquelle entspricht im Rubin einem effektiven Durchmesser von 0,79 mm. 20% über der Schwelle ist der schwingende Bereich bereits merklich größer als der effektive Lampenquerschnitt.

Bild (11—4) zeigte die Ausgangsenergie eines in einem 3-Zoll-Ellipsoid bei 20 °C gepumpten ummantelten Rubins von 2 cm³ Rubinvolumen. Bei 1000 Ws Pumpenergie wurde mit 14,5 Ws Laserenergie ein absoluter Wirkungsgrad von knapp 1,5 % erreicht, der merklich über den höchsten in anderen Systemen beobachteten Werten liegt.

Die niedrigsten Schwellwerte erreicht man mit dünnen, handelsüblichen Blitzlampen (PEK-XE 1—2) in einem 2-Zoll-Ellipsoid. Für dünne Rubinstäbe beträgt die Schwellenergie minimal 34 Ws bei Zimmertemperatur. Für Neodymglas LG 2 betragen entsprechende Werte 5 Ws, für $CaW0_4:Nd^{3+}$ 0,4 Ws, für $CaF_2:Dy^{2+}$ bei 77 °K 2 Ws. Die genannten Werte erreicht man bei minimaler Abschattung durch Halterungen und unter Luftkühlung. Die in der Praxis nötige Wasserkühlung, Einspannvorrichtungen für die Kristalle, sowie Außenspiegel führen zu einer Herabsetzung des Wirkungsgrades.

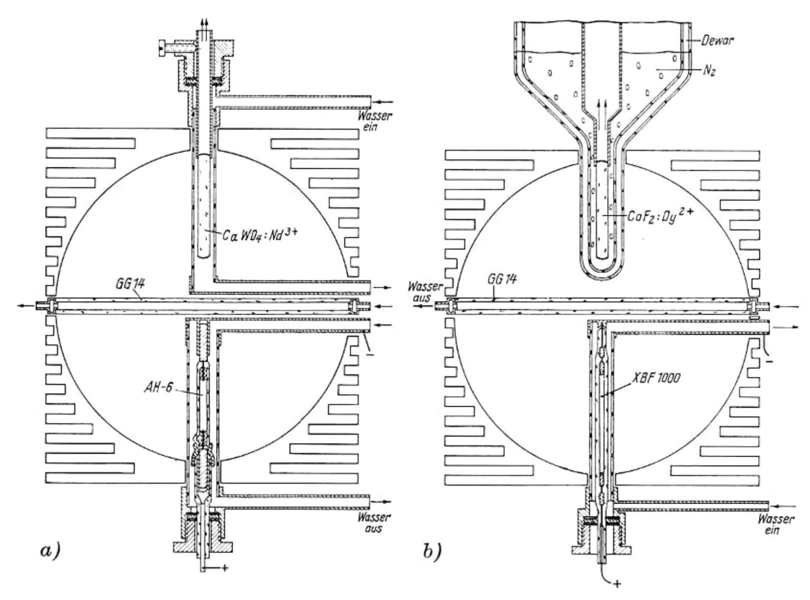
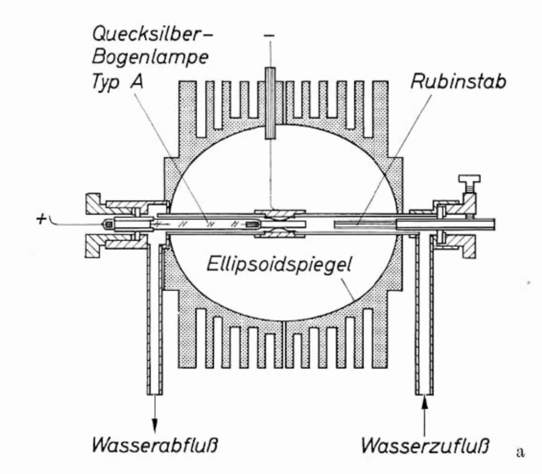


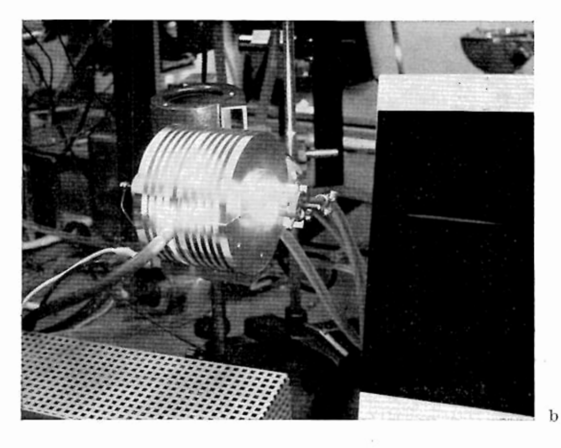
Bild 14—51 2-Zoll-Ellipsoid für Dauerstrichlaser (nach D. RÖSS [2075]).

a) $CaWO_4:Nd^{3+}$ mit Wasserkühlung; b) $CaF_2:Dy^{2+}$; Vereisen des Halterohrs wird dadurch verhindert, daß das abdampfende Stickstoffgas aus dem abgedichteten Dewar durch eine Öffnung im Halterohr entweicht.
Das Filter verhindert ein Umionisieren der aktiven Ionen.
Für YAG : Nd^{3+} ist kein Filter notwendig. Günstig ist hierfür die Lichtquelle von b) zusammen mit der Kühlvorrichtung in a).
Mit der Quecksilber-Lampe Typ A können in a) (ohne Filter) Rubinlaser bis 2 Zoll im Dauerstrich gepumpt werden. Schwelle bei 20 °C und 30% Brumm 1200 W.

Rotationsellipsoide sind gut für Dauerstrichlaser geeignet. Bild (14—51a) zeigt eine Anordnung mit Wasserkühlung für $CaW0_4:Nd^{3+}$, Bild (14—51b) eine mit Stickstoffkühlung für $CaF_2:Dy^{2+}$. Die Schwell-Leistung beträgt im ersten Fall optimal 430 W bei 2,5 kW zulässiger Pumpleistung mit einer 2-Zoll-Quecksilberlampe AH-6, im zweiten Fall 200 W bei 1 kW zulässiger Pumpleistung [2075]. Die Schwelle von $CaW0_4:Nd^{3+}$ ist wegen der stets vorhandenen Schlieren des Kristalls stark von der Materialgüte abhängig. Die genannten Werte beziehen sich auf einen handelsüblichen Kristall guter Qualität von 2 Zoll Länge bei 5 mm Durchmesser.

Bild (14—52) zeigt eine ellipsoide 1-Zoll-Anordnung für den Dauerstrichbetrieb von Rubin-Lasern bei Zimmertemperatur [2078, 2076]. Als Lichtquelle wird die Quecksilberbogenlampe Typ A (Länge 1 1/8 Zoll) verwendet. Rubine von 1 bis 2 mm Durchmesser mit Längen





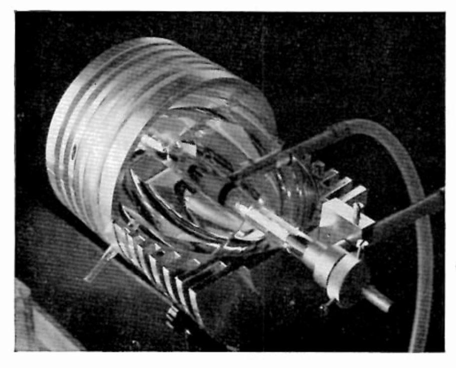


Bild 14—52 1-Zoll-Ellipsoid für wassergekühlte Dauerstrichlaser.

a) Rubin-Dauerstrichlaser, schematisch (nach D. RÖSS [2078])

b) Rubin-Dauerstrichlaser im Betrieb.

c) YAG : Nd^{3+}-Laser mit Quarzjodlampe als Lichtquelle. Bei geringer Leistung ist die Glühwendel und der schwach beleuchtete, wassergekühlte Kristall erkennbar. Schwelle 430 W, Leistung bei 800 W Pumpleistung, 250 mW (konfokaler Resonator) in zahlreichen Moden.

zwischen 10 und 25 mm haben unter Wasserkühlung eine Schwell-Leistung zwischen 710 und 1000 W, je nach Kristallqualität und Justierung. Bei 5 % Auskopplung liegt die Ausgangsleistung für Pumpleistungen bis 1500 W bei 50 bis 250 mW. Für 2-Zoll-Rubine liegt die Schwell-Leistung in einem angepaßten Ellipsoid unter Verwendung einer 2-Zoll-Lampe vom Typ A bei 1000 bis 1400 W.

Rubine können auch mit Quecksilberbogenlampen Typ AH-6 von 2 mm Innendurchmesser im Dauerstrich gepumpt werden; die Schwellwerte liegen hier jedoch bereits an der normalen Belastungsgrenze dieser Röhren [2681].

Mit Lampen vom Typ A können bei der Belastungsgrenze alle für Laser überhaupt geeigneten Rubinstäbe mit Durchmessern bis 5 mm im Quasidauerstrich (Schwingungen in den Brummspitzen) gepumpt werden. Da praktisch nur ein Kern von maximal 2 mm Durchmesser invertiert wird, ist es beim Stand der Technik sinnlos, dickere Stäbe zu verwenden.

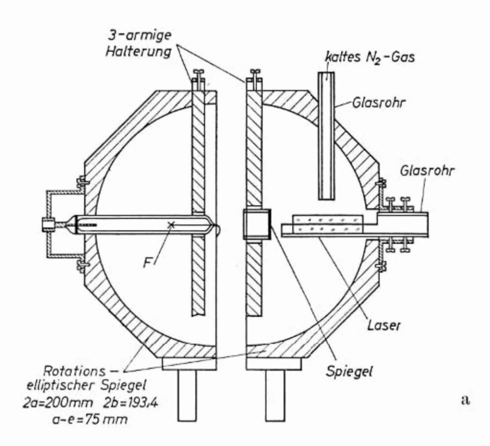
Der wesentliche Vorteil von Rubindauerstrichanordnungen mit seitlichem Pumpen durch Langbogenlampen, wie es in ellipsoiden und auch in zylinderelliptischen Systemen möglich ist [702], gegenüber der ersten Dauerstrichanordnung mit einem trompetenförmigen Rubin und Längspumpen mit Kurzbogenlampen (s. unten) besteht darin, daß hier hochdotierte Kristalle großen Volumens invertiert und damit große Leistungen erzeugt werden können.

In Dauerstrichanlagen ist eine Filterung des Pumplichtes günstig, um eine unnötige Aufheizung oder eine unerwünschte Anregung in hohe Zustände mit langer Lebensdauer zu vermeiden. Üblich ist bei $CaWO_4:Nd^{3+}$ eine Filterung des UV-Anteils mit einer gesättigten Natriumnitritlösung [1215], die zur Kühlung umgepumpt werden muß. Sie umgibt die Lichtquelle oder den Laser in einem konzentrischen Rohr (Bild 14—36).

Bild (14—51) zeigt eine andere Lösung mit einem wassergekühlten Farbglasfilter in der Symmetrieebene des Ellipsoids. Für $CaWO_4:Nd^{3+}$ ist das Anlaufglas LG 14 (Schott) günstig, das die gesamte blaue und ultraviolette Emission sowie teilweise die grüne Quecksilberline absorbiert. Die Wärmebelastung wird dadurch so weit herabgesetzt, daß auch bei dickeren Stäben keine Bruchgefahr besteht. Obwohl das Filter einige schmalere Pumpbänder des Neodym beschneidet, wird die Schwell-Leistung durch seine Verwendung nicht meßbar erhöht. Die Farbglasscheibe muß sich auf der dem Laser benachbarten Seite befinden, damit die Absorption in der vom Wasser

benetzten Oberflächenschicht zustande kommt. Die Glasscheiben sind auf der Außenseite zu vergüten. Das gleiche Filter eignet sich auch für $CaF_2:Dy^{2+}$, wo es eine Umionisierung durch UV-Licht verhütet. Für Rubin-Laser und für $YAG:Nd^{3+}$ kann auf Filter verzichtet werden.

Bild (14—53a) zeigt einen 3-Zoll-Ellipsoidspiegel für einfache Impuls-Laser, Bild (14—53b) einen entsprechenden, ebenso wie die Dauerstrichspiegel in vier Teile zerlegbaren Spiegel für wassergekühlte Laser



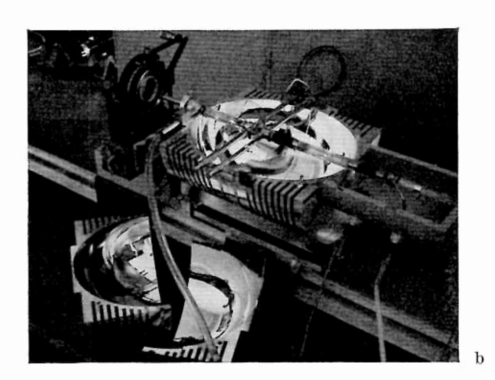


Bild 14—53 3-Zoll-Ellipsoid für Impulslaser.

a) Schema einer einfachen, gasgekühlten Anordnung; b) Wassergekühlte Anordnung für quasikontinuerlichen Betrieb. Kühlmittel ist destilliertes Wasser in einem geschlossenen Kreislauf. Der Rubin arbeitet zwischen zwei Außenspiegeln, von denen einer im Ellipsoid am Kühlrohr befestigt ist.

bei quasikontinuierlichem Betrieb. Bei Wasserkühlung führt die Immersion von dünnwandigen Lichtquellen, wie bereits erwähnt, zu einer Erhöhung der Schwelle. Sie beträgt in der Anlage von Bild (14—53b) etwa 130 bis 150 Ws (Blitzlampe 3 Zoll, 7 mm Innendurchmesser), so daß bei 1,5facher Schwellenergie ein Betrieb mit rund 20 Impulsen pro Sekunde bei der zulässigen Lampenleistung von 4 kW möglich ist.

Rotationsellipsoidspiegel können mit speziellen Werkzeugen auf einer Drehbank in Erweiterung des Verfahrens für Zylinderspiegel exakt gedreht werden. Einfacher kann man sie mit ausreichender Genauigkeit auf einer Schablonendrehbank herstellen; die Schablone wird wie ein elliptischer Zylinder exakt gedreht. Als Material ist wieder Reinstaluminium günstig, das nach dem Drehen geschwabbelt, elektrolytisch geglänzt und eloxiert wird. Die große Oberfläche der Spiegel führt zu einer geringen Flächenbelastung und damit zu hoher Lebensdauer.

Für Laser mit mehr als 6 Zoll Materiallänge werden ellipsoide Systeme unhandlich, und im allgemeinen wird dann ein kompakteres System vorzuziehen sein. Für Laser von 1 bis 3 Zoll scheinen von allen bekannten Pumpanordnungen nichtfokale Ellipsoide am vorteilhaftesten zu sein.

Eine technische Schwierigkeit ellipsoider Systeme liegt darin, daß nur eine Seite des Laserresonators direkt zugänglich ist. Soweit beide Seiten verfügbar sein müssen, wie bei Verstärkern, kann dies durch eine Strahlumlenkung im Ellipsoid, etwa mit Hilfe eines totalreflektierenden 90°-Prismas, erreicht werden.

Abgesehen von der günstigen Ausnutzung des Pumplichtes, liegt der Hauptvorteil ellipsoider Systeme im Vergleich zu zylindrischen Anordnungen in der völligen Rotationssymmetrie der Beleuchtung. Die daraus resultierende gleichmäßige Erwärmung des Lasermaterials führt zu einer geringeren thermischen Störung des Laserresonators und zu einem übersichtlicheren Emissionsverhalten als in anderen abbildenden Systemen. Bei den dargestellten eigenen Aufnahmen eines wohldefinierten Schwingungsverhaltens von Lasern hoher Modenselektion wurde der Stab stets in einem Ellipsoid rotationssymmetrisch gepumpt. In anderen Systemen ist das Emissionsverhalten oft instabiler und nicht leicht analysierbar.

Wegen der konzentrischen Anordnung aller Elemente führt in ellipsoiden Systemen eine Reflexion an einem Element nicht zu einem völligen Verlust der reflektierten Energie.

Identisch mit einer nichtfokalen, degenerierten ellipsoiden Anordnung ist ein Kugelspiegel, in dem Lichtquelle und Lasermaterial längs eines Durchmessers angeordnet sind. Ähnlich wie bei aus Kegeln und Zylindern bestehenden Systemen [714], ist bei Verwendung üblicher Lichtquellen der Wirkungsgrad niedriger als in ellipsoiden Anordnungen, weil in der Praxis das abgebildete Gebiet nur einseitig begrenzt ist, so daß ein Teil des Pumplichts von den Lampenelektroden und von der Laserhalterung absorbiert wird. Die Anordnungen zeigen ebenfalls den Vorteil einer Rotationssymmetrie der Beleuchtung. Er geht verloren, wenn Lichtquelle und Laser nicht in einer Achse in einem Kugelspiegel aufgestellt werden [581].

Auch mit anderen Rotationsflächen, z. B. mit 2 Parabolen, lassen sich rotationssymmetrische Pumpanordnungen aufbauen, wenn Lichtquelle und Laser längs der Rotationsachse aufgestellt werden. Es fehlt jedoch die exakte zweiseitige Begrenzung oder die räumliche Trennung von Quelle und Absorber, die dem ellipsoiden System eigentümlich ist.

Bei der Ausleuchtung großer Stabquerschnitte, z. B. im Riesenimpulsbetrieb, kann es sich wegen ihrer inhomogenen Leuchtdichteverteilung als ungünstig erweisen, eine sehr dicke stabförmige Blitzlampe in einem abbildenden System an einen Stab anzupassen; vielfach ist eine passende Lampe auch nicht verfügbar. In diesem Fall ist folgende Anordnung einer einfachen Spirale vorzuziehen: In einem Ellipsoid wird als Lichtquelle eine eng gewendelte Spirale verwendet, deren Außendurchmesser gleich dem Stabdurchmesser ist. Die verwendete Lichtquelle hat ein ringförmiges Maximum der Leuchtdichte außerhalb ihrer Achse. Zusammen mit den Abbildungseigenschaften des Systems und des Stabes führt dies zu einer gleichmäßigen Ausleuchtung großer Durchmesser. Für einen 3-Zoll-Rubinstab von 15 bis 18 mm Durchmesser ist z. B. die Lampe PEK XE 5-$3^1/_4$ geeignet. Da im Gegensatz zur einfachen Spirale der Außendurchmesser, nicht der Innendurchmesser der Lichtquelle in das Material transformiert wird, ist die Schwelle niedriger und der Wirkungsgrad höher. Eine solche Verwendung spiraliger Lampen ist auch in fokal abbildenden elliptischen Zylinderspiegeln sinnvoll.

Bei nichtisotropen Materialien führt eine rotationssymmetrische Pumplichtverteilung nicht zwangsläufig auch zu einer rotationssymmetrischen Absorption und Erwärmung. So ist z. B. in ellipsoiden Anordnungen das Emissionsverhalten von 90°-Rubinsstäben deutlich unterschiedlich zu dem von 0°-Stäben [2061].

14.8. Kondensoranordnungen

Unter Verwendung von Kondensoren ist es möglich, bei Ausnutzung eines kleineren Ausstrahlungswinkels der Lichtquelle als 4π eine Energiedichtetransformation 1:1 vorzunehmen. Bild (14—54) zeigt als Beispiel die für den erstmaligen Dauerstrichbetrieb von Rubin bei tiefer Temperatur verwendete Anordnung [1799, 1801]. Der Bogen einer Quecksilberkurzbogenlampe wird, zur Vermeidung von Astigmatismus über zwei Kugelspiegel, auf die bis auf einen kleinen Bereich in

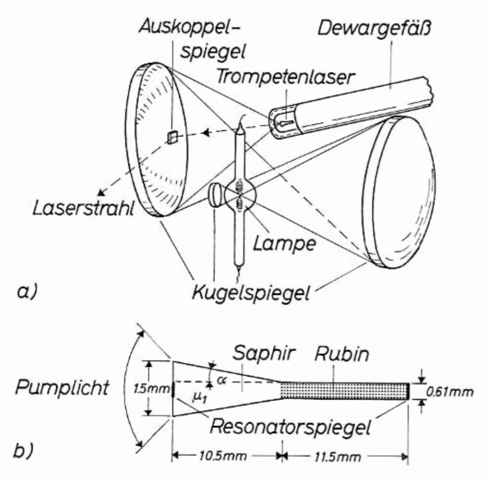


Bild 14—54 Kontinuierlicher trompetenförmiger Rubinlaser (nach D. F. NELSON u. a. [1801])

der Mitte unverspiegelte Endfläche eines trompentenförmigen, kleinen Rubin-Saphir-Lasers abgebildet. Der erweiterte Ansatz ist so bemessen, daß alle in ihn eindringenden Strahlen unter Totalreflexion den gleichmäßig dicken Teil des Stabs erreichen und im Zickzack zweimal durchlaufen. Nur dieser Teil ist dotiert, und zwar niedrig mit 0,005 % Cr^{3+}, damit er für die längs des Stabes laufende Strahlung („end-on-pumping") noch optisch dünn ist. Die Schwelle des Stäbchens kann daher auch nur bei tiefer Temperatur erreicht werden; der Rubin wird mit Stickstoff oder unterkühltem Sauerstoff auf 78 °K gekühlt. Der mit geringerer Energiedichte des Pumplichts ausgeleuchtete, erweiterte Teil ist undotiert, um eine Absorption in nichtinvertiertem Material zu vermeiden. Der konische Kondensor kompensiert den Raumwinkelverlust des abbildenden Systems, so daß die im aktiven Material vor-

liegende Energiedichte näherungsweise wie in einem linearen 4π-System die μ^2-fache der Quelle erreicht. Der Witz der Anordnung ist, daß die dafür verwendbare Kurzbogenlampe eine höhere Energiedichte hat als die bei einem elliptischen Zylinderspiegel zur Anpassung notwendige Langbogenlampe. Die Schwelle für Rubin-Laser wird mit etwa 800 bis 1000 W erreicht. Bei den Bogenabmessungen von 1,5 x 1,5 mm² ist dies eine erstaunlich hohe Belastung der Lampe.

Der Dauerstrichbetrieb von Rubin in dieser Anordnung war eine mit hohem Aufwand bei der Züchtung und Bearbeitung des Materials erreichte experimentelle Glanzleistung, die an anderer Stelle nicht wiederholt werden konnte. Die Methode ist für stärker dotierte Rubine nicht anwendbar; die erzielbare Ausgangsleistung ist wegen des geringen Volumens und der niedrigen Dotierung auf den mW-Bereich beschränkt.

Kondensoren können auch getrennt vom aktiven Material aufgestellt werden. Zusammen mit großen Xenonkurzbogenlampen und Parabolspiegeln ermöglichen sie bei Pumpleistungen um 10 kW den Dauerstrichbetrieb von $CaWO_4:Nd^{3+}$, bieten jedoch hier keinen wesentlichen Vorteil gegenüber 4π-Anordnungen [102, 1293, 1296, 1297, 1298, 1299, 1361, 1390, 1517, 2458], außer vielleicht den einer größeren experimentellen Beweglichkeit. Ähnliche Anordnungen ermöglichten den Betrieb einiger Lasermaterialien mit Sonnenlicht [1294, 1295, 1340, 2249, 2250].

14.9. Sonstige Pumpanordnungen

a) Dichte Packung

Oft werden einfache Anordnungen verwendet, bei denen Lichtquelle und Lasermaterial möglichst dicht gepackt werden mit dem Ziel, den Fluß der Lichtquelle gut auszunützen („minimum volume package"). Bild (14—55) zeigt einige Beispiele, bei denen eine oder mehrere lineare Lichtquellen in Kontakt mit dem Laserstab gebracht und mit reflektierender Aluminiumfolie umwickelt werden [1718].

Die ideale Anordnung mit dichter Packung ist der richtig bemessene Kreiszylinderspiegel, da in ihm kein Strahl existiert, der nicht durch das Lasermaterial läuft. In den Anordnungen nach Bild (14—55) bleibt dagegen stets ein erheblicher Lichtanteil außerhalb des Lasermaterials. Die Schwellwerte liegen daher durchweg höher als in abbildenden Anordnungen und etwa doppelt so hoch wie in einem Kreiszylinder

(120—250 Ws für dünne Rubine). Anordnungen mit einer Lichtquelle sind wegen der hohen Unsymmetrie ungünstig. Mit vier Lichtquellen läßt sich bereits eine gut symmetrische Ausleuchtung erreichen, so daß in Rubin-Lasern nahe der Schwelle definierte Moden beobachtet werden konnten, insbesondere dann, wenn durch künstliche Verbiegung des Stabes Kristallfehler kompensiert wurden [1494].

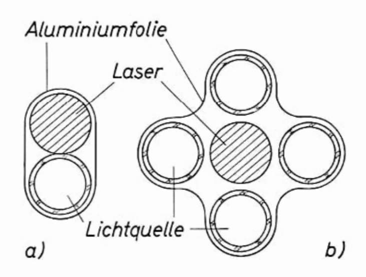


Bild 14—55 Pumpanordnungen in dichter Packung. Die Anordnung b) mit 4 Lichtquellen ist wegen der höheren Symmetrie gegenüber a) vorzuziehen.

b) nichtabbildende, sammelnde Systeme

Beim bisherigen Stand der Technik war meist das Erreichen der Schwellinversion, also eine hohe Energiedichte im Material, das primäre Ziel bei der Konstruktion der Pumpanordnung. Für manche Zwecke ist es daneben wichtig, große Materialquerschnitte gleichmäßig auszuleuchten und dabei möglichst den ganzen Fluß der Lichtquelle auszunutzen.

Wenn man von der Verwendung ummantelter Stäbe absieht, dann kann eine gleichmäßige Ausleuchtung großer Querschnitte am ehesten erreicht werden, wenn man auf die Sammelwirkung von Rundstäben verzichtet und das Material in Form von Platten oder Bändern pumpt.

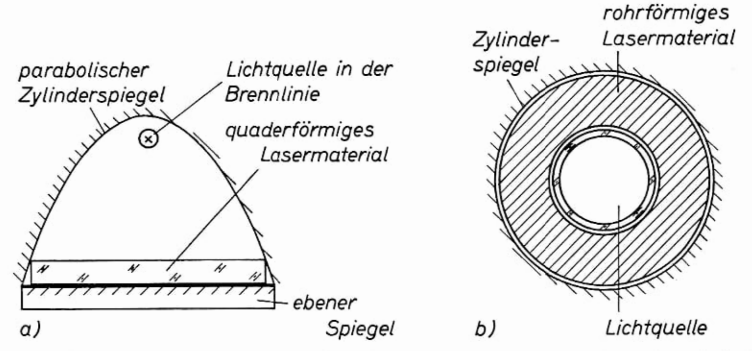


Bild 14—56 Pumpanordnungen unter vollständiger Ausnutzung des Lichtflusses bei reduzierter Energiedichte.

a) Parabolischer Zylinderspiegel (nach D. RÖSS [2061]) zum Pumpen von Quadern; b) Konzentrische Anordnung zum Pumpen von Röhren

Eine Anordnung, die sich unter vollständiger Ausnutzung des Flusses zum gleichmäßigen Pumpen von Quadern eignet, zeigt Bild (14—56a). Die Lichtquelle ist in der Brennlinie eines parabolischen Zylinders angeordnet, der von einem ebenen Spiegel abgeschlossen wird. Das aktive Material liegt auf dem ebenen Spiegel. Da bei einem optisch dünnen Material das Pumplicht das Lasermaterial mindestens zweimal durchsetzt, ist die Schwelle bei richtiger Bemessung nicht viel höher als bei Verwendung eines Rundstabes in einem abbildenden System.

Bild (14—56b) zeigt eine Anordnung, bei der das Lasermaterial die Lichtquelle als konzentrisches Rohr umgibt. Der Außenzylinder des Rohres ist verspiegelt. In dieser völlig symmetrischen Anordnung wird ebenfalls der ganze Fluß der Lampe ausgenützt. Da die Energiedichte des Pumplichtes im Material stark gegenüber dem Bogen herabgesetzt ist, liegt die Schwelle hier hoch und ist für Rubinrohre gerade noch zu erreichen. Ein Nachteil des Systems ist, daß die Form des aktiven Materials zu einem rohrförmigen Resonator führt.

Weniger sinnvoll erscheinen Ausführungsformen, bei denen das aktive Material direkt das Entladungsgefäß der Blitzlampe bildet [2506].

14.10. Bemessung des Materialvolumens

Je nach der zu verwendenden Pumpanordnung wird man das Material (wir nehmen als Beispiel Rubin) für einen gegebenen Anwendungszweck unterschiedlich bemessen. In spiraligen Anordnungen erreicht man bei Lampenbelastungen, die mit einer vernünftigen Lebensdauer verträglich sind, keine sehr hohe Inversionsdichte des Stabkerns. Die Verstärkung pro Zentimeter bleibt niedrig, und es ist sinnvoll, relativ lange Stäbe zu verwenden, um mit hoher Auskopplung arbeiten zu können. In abbildenden Anordnungen ist die Verstärkung in der Stabmitte sehr groß, so daß in Stäben von 3 Zoll Länge Verstärkungen von 4 pro Durchgang bereits bei mäßiger Pumpenergie auftreten. Man kann bei dieser Stablänge mit hoher Auskopplung arbeiten und erreicht mit einer Verlängerung nominell nur eine zur Stablänge proportionale Erhöhung der Ausbeute. Für Riesenimpuls-Laser und Verstärker treten in 6-Zoll-Stäben in abbildenden Systemen bereits hohe Verluste durch Superstrahlung und Störmoden auf.

Der Durchmesser der Stäbe richtet sich nach den verfügbaren Pumpquellen. In abbildenden Systemen ist er höchstens gleich dem

Innendurchmesser der Lampe, für elliptische Einfachzylinder entsprechend der Verzeichnung kleiner zu wählen. Wirklich wirksam ist bei einfachen, optisch dünnen Stäben nur der Kern R_a/μ, bzw. R'/μ. Soweit keine Ummantelung möglich ist, sollte eine Immersion eines entsprechend dünnen Stabes vorgenommen werden.

Für normale Rubine von mehr als 12 mm Dicke besteht bei hoher Pumpbelastung Bruchgefahr durch thermische Spannungen.

Rubinstäbe von 6 Zoll Länge sind mit guter Kristallqualität im Handel nicht zuverlässig erhältlich. Bei der Planung eines Rubinsystems ist es daher angebracht, eine Materiallänge von 3 Zoll zugrunde zulegen. Im Experiment ist es unter Umständen günstiger, zwei kürzere Stäbe guter Qualität zu kombinieren, als nach einem längeren Stab vergleichbarer Qualität zu suchen.

Wir wollen als einfaches Zahlenbeispiel einen Rubin-Laser für Werkstoffbearbeitung bemessen. Dafür benötigen wir folgende Daten:

a) Schwellenergie I pro Raumeinheit $\approx$ Inversionsenergie ($n_0 \ll N_0$)

b) Sollpumpenergie E pro Raumeinheit

c) differentieller Wirkungsgrad η

d) Laserenergie L

Es gilt:

$$\begin{aligned} L &= (E - I)\,\eta\, V \\ V &= \text{Materialvolumen} \end{aligned} \tag{14--18}$$

Für das nötige Materialvolumen folgt:

$$V = \frac{L}{\eta}\,\frac{1}{E - I}\,. \tag{14--19}$$

Wir müssen mit der Pumpenergie wesentlich unter der maximal zulässigen Impulsenergie bleiben, wenn wir eine lange Lebensdauer der Lampe erreichen wollen, und wählen

$$E = \frac{1}{2}\,E_{\max}\,. \tag{14--20}$$

Die maximale zulässige Pumpenergie der Lichtquelle ist recht gut dem Bogenvolumen proportional. Das sollen die folgenden Beispiele zeigen.

Tabelle (14—6) Spezifische Belastbarkeit von Blitzlampen

Blitzlampe	FT 92	FX 42	FX 47	FX 56	Spirale
Bogendurchmesser	4 mm	7 mm	7 mm	13 mm	5 mm
Bogenlänge	75 mm	75 mm	150 mm	150 mm	400 mm (75 mm)
Bogenvolumen	0,87 cm³	2,9 cm³	5,8 cm³	22 cm³	8 cm³
Maximale Pumpenergie	200 Ws	600 Ws	2000 Ws	5000 Ws	2000 Ws
Pumpenergie pro Raumeinheit	$230 \frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3}$	$207 \frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3}$	$345 \frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3}$	$227 \frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3}$	$250 \frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3}$

Die Tabelle (14—6) zeigt, daß die Angabe der zulässigen Pumpleistung für die Type FX 42 relativ niedrig liegt; tatsächlich kann diese Type bei vernünftiger Lebensdauer mit 800 Ws $\approx$ 270 Ws/cm³ betrieben werden. Der entsprechende Wert für die Type FX-47 erscheint dagegen sehr hoch.

Ein mittlerer Wert für die zulässige Pumpenergie bei vernünftiger Lebensdauer ist:

$$E_{\max} = 250\,\text{Ws/cm}^3. \tag{14—21}$$

Wir wählen also:

$$E = 125\,\text{Ws/cm}^3. \tag{14—22}$$

Für die Inversionsenergie und den Wirkungsgrad ergibt sich aus Schwellwertmessungen mit einfachen Rubinen guter Qualität (z. B. 7 mm Durchmesser, 75 mm Länge: $V = 2{,}95$ cm³) und aus Messungen der Ausbeute für typische Anordnungen mit festen Spiegeln unter Luftkühlung:

	Spirale	elliptischer Zylinder	Ellipsoid
Schwellenergie I	280 Ws/cm³	60 Ws/cm³	40 Ws/cm³
Schwelle für den genannten Stab	800 Ws	180 Ws	120 Ws
η	0,8 %	0,5 %	1 %

Bei den Werten für den Wirkungsgrad haben wir berücksichtigt, daß er im elliptischen Zylinder wegen des geringeren hoch ausgeleuchteten Querschnitts bei mäßigen Pumpenergien kleiner ist als in den anderen Anordnungen. Der angegebene Schwellwert bezieht sich nicht auf 1 cm³ schwingendes Volumen, sondern auf die Schwelle der Mitte des verwendeten Stabes.

Wir müssen in der Spirale die Schwellenergie noch umrechnen auf die Volumeneinheit der Lampe (bisher bezieht sie sich auf den Rubin). Bei engen Spiralen ist das Bogenvolumen etwa 5mal so groß wie das des Lasermaterials, und wir erhalten auch hier die gleiche Größenordnung wie in den anderen Systemen:

$$I \approx 55\,\mathrm{Ws/cm^3}.$$

Als Laserenergie verlangen wir:

$$L = 2\,\mathrm{Ws}.$$

Dieser Wert ist für die meisten Probleme der Miniaturschweißtechnik bereits hoch gewählt. Für die drei zur Diskussion stehenden Systeme erhalten wir die Werte:

	Spirale	elliptischer Zylinder	Ellipsoid
Rubinvolumen	2,9 cm³	6,1 cm³	2,2 cm³
Schwelle	810 Ws	370 Ws	88 Ws
Pumpenergie	1620 Ws	760 Ws	275 Ws
passender Stab	7 mm ⌀ 75 mm lang	7 mm ⌀ 150 mm lang	6 mm ⌀ 75 mm lang
Maximale Energie der Lampe	3240 Ws	1620 Ws	550 Ws
passende Lampe	—	FX 47	~FX 42

Für das Ellipsoid ist in dem gegebenen Beispiel keine genau angepaßte Lampe verfügbar. Mit der Lampe FX 42 können wir einen 7-mm-Stab wählen und erhalten $IV = 116$ Ws, $EV = 316$ Ws.

Alle drei Systeme haben etwa die gleiche Lebensdauererwartung der Blitzlampe. Bei der Spirale wird der größte Aufwand für Netzteil und Kondensatorbatterie betrieben; der elliptische Zylinder benötigt wegen des geringeren Wirkungsgrades ein größeres Materialvolumen als die beiden anderen Systeme.

Da die Betriebskosten im wesentlichen durch die Abnützung der Blitzlampe verursacht werden, führt das ellipsoide System mit der einfachsten Lampe zu den niedrigsten Unkosten. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß z. B. im 1-Hz-Betrieb die Lebensdauer einer Blitzlampe je nach Belastung in der Größenordnung von einigen Minuten bis maximal einem Arbeitstag liegt.

Wasserkühlung der Lichtquelle und die Anwendung externer Spiegel zur Verbesserung der transversalen Modenselektion führen zu einer

erheblichen Reduktion des Wirkungsgrades; die erreichbare Ausgangsleistung wird für das gewählte Beispiel unter solchen Bedingungen um einen Faktor 2–4 niedriger sein.

Wegen der ursprünglichen Schwierigkeiten Festkörper-Laser über die Schwelle anzuregen, wird teilweise noch heute der Wert niedriger absoluter Schwellwerte überschätzt. Wie wir sahen, beruhen die niedrigen Werte abbildender Systeme zu einem guten Teil darauf, daß zunächst nur ein sehr kleiner Teilquerschnitt des Lasers invertiert wird.

Wichtigere und für verschiedene Systeme vergleichbare Größen sind die Schwellenergie pro Raumeinheit des über die Schwelle invertierten Volumens und der Wirkungsgrad bei der höchsten zulässigen Belastung der Pumpquelle.

Weitere, für die praktische Einsatzfähigkeit entscheidende Kriterien sind die Lebensdauer bei gegebenen Ausgangswerten und damit die Unkosten pro Energieeinheit und pro Raumwinkeleinheit.

Literatur zu Kapitel 14

Blitzlampen, Pumplichtquellen: [33, 187, 339, 382, 383, 472, 473, 474, 490, 534, 646, 681, 690, 692, 746, 824, 940, 1049, 1105, 1309, 1428, 1483, 1499, 1590, 1610, 1646, 1830, 1831, 1832, 1833, 2352, 2354, 2478, 2855, 2927, 2934].

Pumpanordnungen: [20, 47, 102, 316, 317, 318, 477, 510, 515, 521, 551, 581, 595, 702, 714, 773, 788, 942, 971, 973, 976, 977, 1012, 1037, 1143, 1212, 1215, 1216, 1223, 1293, 1294, 1295, 1296, 1297, 1298, 1299, 1334, 1340, 1361, 1378, 1390, 1517, 1718, 1799, 1800, 1807, 2061, 2069, 2073, 2075, 2076, 2078, 2173, 2182, 2231, 2249, 2250, 2327, 2365, 2396, 2427, 2458, 2506, 2560, 2615, 2641, 2681, 2881, 2974, 2988].

Pumplichtverteilung: [10, 48, 395, 520, 572, 621, 888, 1130, 1427, 1478, 1563, 2063, 2263, 2306, 2397, 2553, 2831, 2895, 3066].

15. Anwendung von Lasern

15.1. Einschätzung der Anwendbarkeit

Die Entwicklung des Lasers (und vorher des Masers) kann ihrer erfindungsmäßigen Bedeutung nach mit der Entwicklung der Verstärkerröhre verglichen werden. Der Übergang vom thermischen Strahler zum Laser-Oszillator ist analog dem Schritt vom Funkensender zum ungedämpften Röhrenoszillator; der Laserverstärker liefert wie der Röhrenverstärker die Möglichkeit zur phasenerhaltenden Verstärkung elektromagnetischer Wellen.

Angesichts der Bedeutung der aus der Erfindung der Verstärkerröhre hervorgegangenen Elektronik für unsere heutige Technik ist zu fragen, ob der Lasertechnik in Zukunft eine ähnliche wirtschaftliche Bedeutung zukommen wird wie der „klassischen" Elektronik.

Die Spekulation darauf mag neben dem reinen Erkenntnistrieb dazu geführt haben, daß in den wenigen Jahren seit der Beobachtung des ersten Lasereffekts eine erstaunlich große Zahl von Publikationen über Anwendungen von Lasern veröffentlicht wurden. Wir können dabei etwa folgende Hauptrichtungen unterscheiden:

a) Übertragung der klassischen Elektronik, speziell der Nachrichtenübertragung, ins optische Gebiet.

b) Technische Ausnützung der hohen Bündelungsfähigkeit von Licht in einem transversalen Mode zur örtlichen Erzeugung hoher Temperaturen.

c) Verwendung des kohärenten Laserlichts für Meßzwecke.

d) Benützung des Laserlichts als Energiequelle zur Erzeugung neuer optischer Effekte.

Wir wollen in den folgenden Abschnitten die verschiedenen diskutierten Anwendungen kurz so weit referieren, daß dem interessierten Leser das Eindringen in diese teilweise nur am Rande mit Laser selbst zusammenhängenden Gebiete erleichtert wird.

Es ist beim heutigen Stand riskant, eine Prognose über die zukünftige Bedeutung der umrissenen Gebiete zu wagen. Wir können aber bereits einige Ausblicke und Einschränkungen erahnen:

a) Für die Nachrichtentechnik bringt der Sprung ins Lichtgebiet eine Erweiterung der nutzbaren Bandbreite etwa im Verhältnis $10^{15}\,s^{-1}/10^{10}\,s^{-1} = 10^5$. In der riesigen Erweiterung der verfügbaren Übertragungskapazität bei einer Laser-Weitverkehrsverbindung liegt bereits das wirtschaftliche Problem begründet. Die benötigte Kapazität der Nachrichtenkanäle wächst langsam und stetig an, und es ist nicht abzusehen, wann in einem Kanal eine so große Bandbreite benötigt werden wird, wie sie ein Lasersystem bieten könnte. Eine kommerzielle Laserübertragung, bei der die Möglichkeit extremer Bandbreite nicht ausgenutzt wird, erscheint aber zur Zeit unwirtschaftlich.

Die minimale Senderleistung für eine Erdverbindung ist im Mikrowellengebiet durch thermisches Rauschen, im optischen Gebiet durch Quantenrauschen bestimmt. Die Quantenrauschtemperatur $\frac{h\nu}{k \ln 2}$ beträgt bei 10 GHz 0,7 °K, bei $5 \cdot 10^{14} s^{-1}$ (0,6 μm) 35000 °K. Bei einer Systemrauschtemperatur des Mikrowellenempfängers von 400 °K, wie sie mit einem parametrischen Verstärker bei einem thermischen Hintergrundrauschen von 300 °K möglich ist, und einem Quantenwirkungsgrad des optischen Empfängers von 10 % muß bei vergleichbarer Empfangsgüte die optische Senderleistung 600fach höher sein. Bei einem Satelliten- oder Weltraumsystem mit kaltem Senderhintergrund ist, unter Verwendung eines Maserverstärkers mit 4 °K Rauschtemperatur im Mikrowellensystem, sogar eine 60000fach höhere optische Senderleistung nötig. Optische Systeme müssen also mit relativ hohen Übertragungsleistungen arbeiten.

Die extreme Bündelungsfähigkeit des Laserlichts läßt sich bei Weitverkehrsverbindungen praktisch nicht voll ausnützen. Für Erdverbindungen muß der Strahl wegen der atmosphärischen Störungen in einem Wellenleiter geführt werden; eine Breitbandübertragung durch die freie Atmosphäre dürfte im optischen Bereich ausgeschlossen sein.

Auch bei der oft genannten Anwendung des Lasers für Weltraumverbindungen ist eine Ausnutzung des hohen Antennengewinns problematisch. Mit der Verbesserung der Strahlbündelung geht eine zunehmende Unsicherheit einher, den Partner überhaupt mit dem Sendestrahl einzufangen, und es erscheint fraglich, ob Strahlbündelungen, die wesentlich über die bei radioastronomischen Antennen üblichen Werte hinausgehen, für Nachrichtenübertragung sinnvoll sind.

Obwohl heute für die technischen Teilprobleme wie Modulation, Übertragung und Demodulation Lösungswege bekannt sind, dürfte

ein allgemeiner Einsatz von Laser-Breitband-Übertragungsstrecken erst in weiterer Zukunft kommen.

Die diskutierten Systeme zur Licht-Nachrichtenübertragung erscheinen insofern unelegant, als dem Lichtstrahl eines Laser-Oszillators ein aus elektrischen Teilsignalen summiertes elektrisches Signal über einen elektrooptischen Wandler aufgeprägt und am Empfänger durch einen lichtelektrischen Wandler weiterverarbeitet wird. Damit liegt die eigentliche technische Schwierigkeit in der Beherrschung der elektrischen Kreise, und es ist nicht zu sehen, wie, abgesehen von der Übertragung, ein wesentlicher Fortschritt gegenüber einem direkten Mikrowellensystem gewonnen werden kann. Wahrscheinlich ergeben sich neue Möglichkeiten, sobald es gelingt, bereits in den Signalbändern mit Licht zu arbeiten und Licht mit Licht zu modulieren, so daß in dem System der klassische elektronische Bereich nirgends mehr auftritt, wo es auf hohe Übertragungsfrequenzen ankommt.

b) Energie in einem Mode kann auf ein Gebiet vom Durchmesser $d \approx \lambda$ gebündelt werden. Mit dem Licht von Impuls-Lasern sind damit im fokussierten Strahl Energiedichten möglich, bei denen alle bekannten Materialien schmelzen und verdampfen. Es ist möglich, mit dem Laserstrahl Löcher zu bohren oder Materialien zu verschweißen. Technisch besonders reizvoll ist dabei die Möglichkeit, zu sehr kleinen Arbeitsquerschnitten zu kommen. Hier wird von allen Eigenschaften des Laserlichts nur die räumliche Kohärenz ausgenutzt; diese relativ primitive Anwendung scheint die erste zu sein, die für die Wirtschaft von allgemeiner Bedeutung ist und die in Kürze industriell eingesetzt werden kann.

c) Die große Kohärenzlänge des Laserlichts legt seine Verwendung für interferometrische Messungen nahe. Eine weitgehende Anwendung dieser Art scheint zur Zeit nicht interessant zu sein, da für die meisten industriellen interferometrischen Messungen die Kohärenzlänge natürlicher Linienstrahler ausreicht. Die Anwendung ist damit bisher auf Einzelprobleme beschränkt. Dies gilt in ähnlichem Maß für sonstige Messungen mit Lasern, weil die dabei mögliche Meßgenauigkeit nur für wenige Probleme notwendig ist. Die Anwendungen dürften mehr im wissenschaftlichen als im industriellen Bereich liegen.

Diese Lage kann sich ändern, sobald stabile Gas-Laser in preisgünstiger Ausführung zur Verfügung stehen.

d) Die größte Bedeutung hat bisher die Anwendung des Lasers in der Forschung selbst. Insbesondere die Anwendung des Rubin-Riesenimpuls-Lasers als kohärente Energiequelle mit optischen Frequen-

zen hat zur Entdeckung einer Vielzahl neuer Effekte geführt, aus denen sich heute bereits als „Nichtlineare Optik" ein eigenes Teilgebiet der Physik herausbildet. Das dadurch angeregte Studium parametrischer Prozesse im Lichtgebiet kann in der Zukunft neue Wege zu einer Licht-Licht-Elektronik eröffnen.

In bezug auf die technische Anwendbarkeit können wir beim heutigen Stand des Wissens die Bedeutung von Laser und Verstärkerröhre nicht als im Zeitpunkt der Entdeckung vergleichbar einschätzen. Dies liegt wohl zum Teil darin begründet, daß durch die klassische Elektronik zahllose elementare Probleme bereits befriedigend gelöst wurden, die jetzt auch mit Lasern gelöst werden könnten. Somit bleiben für Laser im wesentlichen nur extreme Probleme als interessante Anwendungen übrig. Vielleicht sind wir aber auch heute noch zu wenig mit den Eigenschaften des Lasers vertraut, um die technischen Möglichkeiten von kohärentem Licht zu erkennen — hat DE FORREST bei den Versuchen an den ersten Elektronenröhren an Fernsehen, Rechenmaschinen und Raumfahrt gedacht? — Ein Hinweis dafür, daß wir noch ganz am Anfang einer neuen Technik stehen, dürfte darin zu sehen sein, daß für Laserverstärker bisher kaum Anwendungen diskutiert wurden — die ganze Lasertechnik besteht heute praktisch noch aus dem rückgekoppelten Oszillator einfachster Art.

Allgemeine Literatur über Anwendungen von Lasern:

[366, 419, 599, 1048, 1154, 1158, 1397, 1448, 1841, 2024, 2187, 2466, 2591, 2643, 2684, 2687, 2749, 3024, 3088].

Bibliographie: [904].

15.2. Nachrichtenübertragung mit Laserstrahlen; Modulation von Licht

a) Nachrichtensysteme mit Licht

Die in der Literatur diskutierten Übertragungssysteme mit Laserlicht stellen eine logische Weiterentwicklung der Radio- und Mikrowellensysteme dar. Nach Bild (15–1) erzeugt ein Senderoszillator (Laser) eine monochromatische Welle konstanter Amplitude. Die als elektrisches Signal vorliegende Nachricht wird dem Lichtstrahl mit einem elektrooptischen Wandler (Modulator) aufgeprägt. Es sind alle aus der klassischen Elektronik bekannten Modulationsarten möglich wie Amplituden-, Phasen-, Frequenzmodulation, Puls-Amplituden-, Puls-

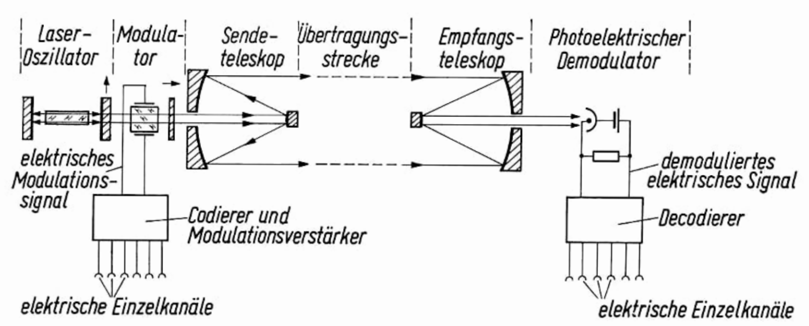


Bild 15—1 Schema eines Laser-Nachrichtensystems

Phasen-, Puls-Codemodulation etc. Das modulierte Signal wird in eine Sendeantenne eingespeist. Beim Laser wird man als Antenne ein Teleskop verwenden oder den gebündelten Strahl des Oszillators direkt senden. Durch das angepaßte Teleskop wird die Strahldivergenz im Verhältnis der Strahldurchmesser an Eingang und Ausgang reduziert:

$$\Theta = \vartheta \frac{d_1}{d_2} \tag{15—1}$$

Von der Sendeantenne geht das Signal über die Sendestrecke zur Empfangsantenne und wird dort in einem photoelektrischen Wandler demoduliert.

Es ist in der Praxis ungünstig, die Nachricht im Basisband aufzumodulieren. Man wird im allgemeinen erst mit dem Signal einen Hilfsträger und mit diesem den Lichtstrahl modulieren. Am Empfänger erscheint das Signal dann zunächst als modulierter Hilfsträger und wird in der üblichen Mischtechnik auf das Basisband umgesetzt. Bei Modulatoren mit elektrooptischen Kristallen wählt man die Frequenz des Hilfsträgers vorteilhaft größer als $10^6 s^{-1}$, da bei tieferen Frequenzen störende piezoelektrische Eigenresonanzen der Modulatorkristalle auftreten.

Allgemeine Literatur: [127, 138, 145, 443, 506, 906, 1008, 1496, 1516, 1671, 1681, 1850, 2187, 2342, 2677, 2727, 2775, 2804, 2812, 3009], Bibliographie [2247].

Informations-Theorie; Rauschen: [145, 915, 916, 946, 947, 948, 1172, 1227, 1431, 1471, 1693, 2101],

Review über Modulationsmethoden: [51].

b) Modulation der Laser-Pumpleistung

Die einfachste Art der Modulation des Laserstrahls ist eine Amplitudenmodulation über die Pumpleistung des Laseroszillators.

Bei Gas-Lasern ist dabei die obere Grenzfrequenz durch die Einschwingzeit des Resonators auf etwa 100 kHz beschränkt; wegen der nichtlinearen Kennlinie sind nur kleine Modulationsgrade mit linearer Modulation möglich.

Halbleiter-Dioden-Laser können wegen der kurzen Einschwingzeit bis zu Frequenzen im Gigahertzbereich (X-Band) über den Pumpstrom moduliert werden. Übertragung von Fernsehen (4 MHz Bandbreite) im Basisband oder auf einem Hilfsträger bereitet bei heliumgekühlten Dioden keine Schwierigkeiten. Wegen der schlechten Modenreinheit üblicher Dioden-Laser ist beim Stand der Technik eine ausreichende Bündelung des Strahls für eine Übertragung über große Entfernungen nicht möglich. Die beschriebenen Systeme sind für Demonstrationen über kleinere Sendestrecken geeignet. Einfacher ist bei Raumtemperatur mit allerdings noch geringerer Reichweite eine Modulation von Lumineszenzdioden unterhalb der Laserschwelle.

Literatur: [294, 452, 908, 909, 1203, 1277, 1866, 1925, 2199, 2484, 2548].

c) Resonante Modulatoren

Durch Steuerung der Resonatorgüte eines Laser-Oszillators kann eine Amplitudenmodulation seiner Ausgangsstrahlung erreicht werden. Diese „innere Modulation“ ist vor allem für eine nichtlineare periodische Steuerung anwendbar (s. Kap. 13).

Eine lineare, breitbandige Amplitudenmodulation erhält man, wenn die Durchlässigkeit eines Resonatorspiegels oder allgemeiner die Auskopplung des Resonators steuerbar ist. Eine technische Lösung dieser „Auskoppelmodulation“ zeigt Bild (15–2) [974, 975]. Durch einen elektrooptischen Wandler als Modulator wird in einem Laserresonator mit einer bevorzugten Polarisationsrichtung ein dem Steuersignal proportionaler Lichtanteil in die dazu senkrechte Polarisationsrichtung gedreht und an einer Polarisationsweiche aus dem Resonator ausgekoppelt. Das nichtmodulierte Licht bleibt im Resonator und steht beim nächsten Durchlauf wieder zur Verfügung. Grundsätzlich könnte also auch bei kleiner Modulation pro Durchgang die gesamte Laserleistung als modulierte Leistung ausgekoppelt werden. Wegen der Verluste der Spiegel, des Modulators und der Polarisationsweiche bleibt der Wirkungsgrad kleiner als 1. Mit He-Ne-Lasern bei 0,63 μm kann wegen der geringen Verstärkung pro Durchgang keine zusätzliche Polarisationsweiche zu den nur unvollständig auskoppelnden Brewsterfenstern zugelassen werden. Trotzdem liefert die Anordnung

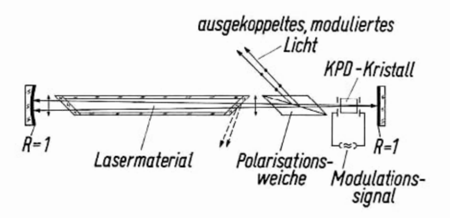


Bild 15—2 Auskoppelmodulation. Bei Lasermaterialien (He-Ne), deren Verstärkung zu gering ist, um die zusätzliche Dämpfung des Resonators durch die Verluste der Polarisationsweiche zu kompensieren, kann die allerdings unvollständige Reflexion an der Brewsterschen Endfläche zur Auskopplung benutzt werden (gestrichelt eingezeichnet). Im dargestellten Beispiel wird der longitudinale Pockelseffekt in KDP für die Modulation benutzt. Die Elektroden sind direkt auf den Kristall aufgedampft (Vermeidung von Scherungen, $\varepsilon \gg 1$) und enthalten Löcher für den Durchtritt des Laserstrahls. In einem hemikonzentrischen Resonator kann wegen der kleinen Fleckgröße am ebenen Spiegel ein hinreichend kleiner Durchmesser der Öffnungen gewählt werden, um Feldverzerrungen gering zu halten; Kristalldicke 2—3 mm

auch dann noch bei sorgfältigem Aufbau einen besseren Wirkungsgrad als eine direkte externe Modulation. Ein besonderer Vorteil ist, daß der Modulationsgrad der ausgekoppelten Leistung auch bei kleinen Modulationsspannungen groß ist. Modulation eines He-Ne-Lasers mit Fernsehen wurde von verschiedenen Seiten erprobt.

Literatur: [605, 638, 964, 965, 974, 975, 1101, 1256, 2113, 2349, 2627, 2812].

Diskutiert wurde ein externer, resonanter Modulator, bei dem der elektrooptische Kristall durch verspiegelte Endflächen zu einem Fabry-Perot-Resonator ausgebildet wird [593, 787, 919].

d) Elektrooptische Durchgangs-Modulatoren

Bei der „externen" Modulation, wie in Bild (15—1), läuft der Laserstrahl durch einen vom Laser-Oszillator getrennten, reflexionsfreien Modulator. Die üblichen Modulatoren sind elektrooptische Kristalle wie KDP (Kaliumdihydrogenphosphat) oder ADP (Ammoniumdihydrogenphosphat), welche bei Anlegen der Signalspannung die Polarisationsebene des einfallenden Laserlichtes drehen. Mit einem Analysator wird die modulierte Komponente isoliert. Die technische Schwierigkeit liegt in der für 100%ige Modulation nötigen hohen Steuerspannung von 8 bis 10 kV. Relativ leicht sind die nötigen Spannungen bei schmaler relativer Bandbreite durch Transformation erreichbar, weshalb viele Versuche im Mikrowellenbereich mit Resonatoren für den Hilfsträger durchgeführt werden.

Tabelle (15—1). Eigenschaften elektrooptischer Materialien
(nach A. R. Johnston, Agard Symposium optoelectronics, Paris, Sept. 1965, Tagungsbericht im Druck)

Material	Kristallklasse; Optische Symmetrie		r_{ij}	r'_{ij}	x_{ij}	x'_{ij}	$V_{\lambda/2}$,	$V'_{\lambda/2}$,	$\varepsilon_{jj}/\varepsilon_0$	$\varepsilon'_{jj}/\varepsilon_0$	μ
			10^{-10}cm/V	10^{-10}cm/V	m²/C	m²/C	kV	kV			
KH_2PO_4 (KDP)	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)	10.4 8.7	9.4	0.058	0.055	7.7	8.4	21.4	20.2	μ_1 1.512 μ_3 1.470
$NH_4H_2PO_4$ (ADP)	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)	8.5 24.5	4.7	0.062	0.042	9.0	16.3	16.4	13.7	μ_1 1.527 μ_3 1.481
KD_2PO_4	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)	26.4 8.8		0.061		3.0		50.0		
KH_2AsO_4	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)	10.9 12.5		0.062		6.5		21.0		μ_1 1.5707 μ_3 1.5206
RbH_2AsO_4	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)	13.0				5.5				μ_1 1.559 μ_3 1.520
$NH_4H_2AsO_4$	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)					13.0				
RbH_2PO_4	Tetragonal $\bar{4}2m$ Uniaxial	r_{63} (L) r_{41} (R)					7.3				
$KTa_{0.65}Nb_{0.35}O_3$ KTN	Kubisch m3m Isotrop						0.58*		$\sim 10^4$ bei 295 °K		μ_1 2.29
$KTaO_3$	Kubisch m3m Isotrop						0.95* 4.2 °K				μ_1 2.24
$SrTiO_3$	Kubisch m3m Isotrop										μ_1 2.38

$BaTiO_3$	Kubisch m3m Isotrop	bei 25 °C					0.66*		~10^4 bei 125 °C		μ_1 2.43
	Tetragonal 4mm Uniaxial	r_{33}-r_{13} (T) r_{42} (R)	106 1640	23 820	0.075 0.045	0.025 0.046	0.38	1.76	160 4300	103 1900	μ_1 2.437 μ_3 2.365
CuCl	Kubisch $\bar{4}$3m Isotrop	r_{41} (T)	6.1		0.106		6.2		7.5		μ_1 1.93
ZnS	Kubisch $\bar{4}$3m Isotrop	r_{41} (T)	1.97				10.2				μ_1 2.384
Hexamine	Kubisch $\bar{4}$3m	r_{41} (T)	4.2		0.215		16.1		3.2		μ_1 1.5911 5890 Å
$Ca_2Nb_2O_7$	Monoclin 2 Biaxial	r_{22}-1.01 r_{32}(T) r_{22}-0.76 r_{12}(T)	14.0 12.0	13			4.5 5.1				
CdS	Hexagonal 6mm Uniaxial	r_{51}(R) r_{13}-r_{33} (T)	3.7 5890 Å 4 5890 Å				8.6				μ_1 2.501 μ_3 2.519
GaAs	Kubisch $\bar{4}$3m	r_{41} (T)	1.6				4.5 1-1.7μ				μ_1 3.34
GaP	Kubisch $\bar{4}$3m	r_{41} (T)	0.5				13				μ_1 3.447
$LiNbO_3$	Trigonal 3m	r_{12} (T)	~10-100								
SiO_2	Hexagonal 32	r_{11} (T) r_{41} (R)	0.46 0.19	0.1 bis 0.2	0.015		325		4.5		μ_1 1.546 μ_3 1.555
ZnSe	Kubisch $\bar{4}$3m	r_{41} (T)	1.6				7.1				μ_1 2.89
Nitrobenzol	Isotrop (Flüssigkeit)						33*		36	22	μ_1 1.533

* quadratischer Kerreffekt

Bei großen relativen Bandbreiten sind im einfachen Durchgangsmodulator Modulationsleistungen von kW nötig. Es ist dann sinnvoll, durch Wanderfeldanordnungen die Wechselwirkungszeit zu erhöhen. Schwierigkeiten bereiten bei den nötigen Baulängen die optischen Fehler der Modulationskristalle.

Bezüglich der verschiedenen Ausführungsformen sei auf den Review von L. K. ANDERSON verwiesen [51].

In Tabelle (15—1) sind die Eigenschaften elektrooptischer Materialien zusammengestellt. Die praktisch wichtigste Größe ist die Steuerspannung für Drehung der Polarisationsebene um 90°: $V_{\lambda/2}$.

Literatur über elektrooptische Modulatoren: [51, 255, 284, 381, 390, 393, 394, 640, 673, 674, 689, 704, 828, 950, 951, 1027, 1044, 1205, 1206, 1255, 1257 1258, 1278, 1292, 1453, 1538, 1570, 1772, 1773, 1820, 1821, 1922, 1923, 1924, 2049, 2094, 2127, 2242, 2375, 2486, 2542, 2599, 2652, 2651, 2653, 2748, 2867, 2877, 2939, 2964, 2965].

Elektrooptische Materialien: [206, 389, 392, 487, 805, 806, 1008, 1106, 1259, 1261, 1574, 1575, 1765, 2053, 2266, 2350, 2430, 2849, 2868].

Sehr wirkungsvolle elektrooptische Modulatoren stellen in Sperrichtung gepolte *pn*-Dioden wegen der hohen Feldstärke am *pn*-Übergang dar. Der kleine nutzbare Querschnitt des modulierenden Gebietes reicht für die Modulation von gebündeltem Laserlicht aus [590,1711, 1810, 2672].

e) Verschiedene Vorschläge zur Modulation

[53, 88, 257, 393, 394, 453, 458, 459, 553, 554, 580, 582, 653, 680, 726, 745, 755, 793, 1007, 1017, 1018, 1019, 1023, 1024, 1029, 1044, 1213, 1226, 1249, 1253, 1254, 1480, 1576, 1687, 1881, 1901, 1921, 2003, 2213, 2244, 2424, 2435, 2575, 2656].

f) Lichtablenkung

Wegen der Strahleigenschaft von Laserlicht ist die Modulation der Strahlrichtung wichtig: [408, 460, 764, 876, 980, 1488, 1489, 1771, 1801, 2178, 2407, 2870, 2879, 2887, 2906, 2972, 2983].

Digitale Lichtreflektoren, bestehend aus Polarisationsdrehern und Polarisationsweichen, sind interessant als Bauelemente einer Lichtlogik, welche die Richtwirkung des Laserstrahls ausnützt.

g) Faradaydreher

Im Gegensatz zur Drehung der Polarisationsebene durch elektrooptische Effekte ist die Drehung beim Faradayeffekt wegen des wirksa-

men Vektorprodukts nichtreziprok. Außer für Modulatoren sind Faradaydreher daher für optische Isolatoren anwendbar.
[406, 848, 1740, 2057, 2091, 2102, 2108, 2124, 2132, 2176, 2218, 2219].

15.3. Demodulation und Photomischung

Beim Empfang eines modulierten, monochromatischen Lichtträgers mit einem einfachen photoelektrischen Wandler wird das Signal in Stromschwankungen des Photostroms umgesetzt und erscheint im Basisband bzw. bei Modulation über einen Hilfsträger im Band des Hilfsträgers.

Da der Photostrom I der Quantenzahl q und damit dem Quadrat der elektrischen Feldstärke proportional ist, gilt:

$$I = \eta q = C \eta h \nu \mathfrak{E}^2 \tag{15–2}$$

η: Quantenwirkungsgrad des Detektors
Eine lineare Demodulation einer Amplitudenmodulation ist in dieser Art nur bei einer quadratischen Modulation der optischen Feldstärke möglich.

Der quadratische Zusammenhang zwischen Photostrom und Feldstärke bietet darüber hinaus die Möglichkeit eines optischen Heterodynempfangs, des optischen Mischens. Bei zwei Signalen $\mathfrak{E}(\nu_1)$, $\mathfrak{E}(\nu_2)$ gilt für periodische Felder (s. auch Gl. (7–3)):

$$\begin{aligned} I &= C\,[\mathfrak{E}(\nu_1) + \mathfrak{E}(\nu_2)]^2 \\ &= C \left\{ \begin{array}{l} E_1^{\,2}(2\nu_1) + E_2^{\,2}(2\nu_2) \\ + E_1 E_2 (\nu_1 + \nu_2) \\ + E_1 E_2 (\nu_1 - \nu_2) \end{array} \right. \end{aligned} \tag{15–3}$$

Die Glieder bei den Harmonischen und der Summenfrequenz liefern, da der Photostrom über die Zeitfunktion mittelt, den Gleichstromwert mit der quadratischen Demodulation im Basisband.

Das Glied $E_1 E_2 (\nu_1 - \nu_2)$ gibt ein Signal bei der Differenzfrequenz der beiden Felder. Wenn E_1 konstant ist, dann liefert die Photomischung bei linearer Modulation eine lineare Demodulation. Ein optischer Heterodynempfänger würde nach Bild (15–3) aus einem Photodetektor bestehen, auf den gleichzeitig das modulierte Signallicht der Frequenz ν_1 und mit konstanter Amplitude und Frequenz das Licht eines lokalen Oszillators der Frequenz ν_2 trifft. Man wird für eine Breitbandübertragung $\nu_1 - \nu_2$ in den Mikrowellenbereich legen und das

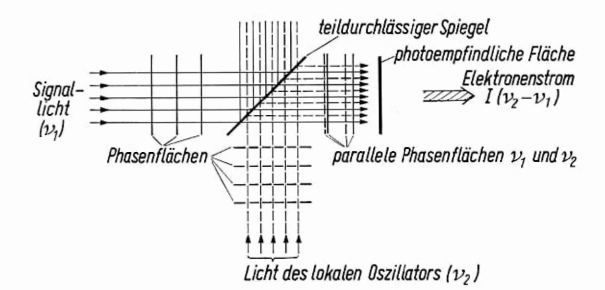


Bild 15—3 Phasenrichtige Überlagerung von Signal und lokalem Oszillator beim optischen Heterodynempfang

Mischsignal mit den üblichen Methoden der klassischen Elektronik weiterverarbeiten.

Eine Schwierigkeit des optischen Mischempfangs liegt darin, daß die beiden Wellenfelder auf der ganzen Fläche der Photokathode gleiche Phasen haben müssen. Dies bedeutet praktisch, daß das Signal in einem Mode mit definierter Phasenfläche vorliegen muß und daß das Licht des lokalen Oszillators dem Signallicht im gleichen Mode so überlagert werden muß, daß im ganzen Querschnitt der Photokathode die Phasendifferenz zur Signalwelle klein gegen π ist. Bei Nichteinhalten dieser Vorschrift heben sich gegenphasige Signale von verschiedenen Oberflächenelementen gegenseitig auf, und die Ausbeute sinkt.

Durch die Möglichkeit des photoelektrischen Mischens sind die Demodulationsprobleme auch für extrem breitbandige Signale grundsätzlich in gleicher Weise lösbar wie in der herkömmlichen Elektronik.

Literatur über Heterodynempfang: [232, 263, 282, 438, 803, 826, 878, 1164, 1181, 1183, 1484, 1519, 1521, 1842, 1947, 2001, 2002, 2240, 2241, 2272, 2273, 2277, 2300, 2301, 2364, 2425, 2655, 2703, 2725, 2767, 2799, 2816, 2860, 2978, 3034],

Methoden zur Ausrichtung der zu mischenden Strahlen: [2014, 2243, 2776, 2848, 3060].

Eine automatisch phasenrichtige Ausrichtung liegt vor, wenn verschiedene axiale Moden gleicher transversaler Ordnung eines Oszillators gemischt werden. Die Photomischung wird daher zur Feinstrukturuntersuchung der Lasermoden benutzt (s. Kap. 7).

Die Misch-Photodiode kann gleichzeitig als aktives Element eines parametrischen Verstärkers zur rauscharmen Verstärkung des Mischsignals dienen [687, 826, 2123, 2129, 2130, 2131, 2144, 2959, 3061].

Als Photoempfänger werden bis zu Frequenzen von einigen 100 MHz im Bereich $\lambda < 1{,}15\,\mu\text{m}$ Photomultiplier verwendet (Type 7102 oder

aequivalent). Als Mischempfänger sind Photodioden mit Grenzfrequenzen bis 15 GHz handelsüblich (z.B. Philco L 4501); ihre empfindliche Fläche hat meist nur Durchmesser von einigen Mikrometer. Daneben ist auch in massiven Halbleitern Photomischung untersucht worden. Halbleiter-Photowiderstände mit Grenzfrequenzen von 1 MHz sind für den Frequenzbereich bis 10 μm verfügbar, Dioden mit Grenzfrequenzen von 800 MHz für den Bereich bis 6 μm.

Photoempfänger: [19, 52, 54, 285, 298, 539, 637, 639, 641, 797, 802, 804, 1162, 1435, 1520, 1523, 1525, 1829, 1886, 1913, 2026, 2038, 2261, 2398].

Speziell für Mischempfang von Laserlicht wurden Mikrowellen-Wanderfeldröhren mit einer Photokathode entwickelt. Sie verbinden den Vorteil einer großflächigen, photoempfindlichen Schicht mit einer rauscharmen, breitbandigen Nachverstärkung im Mischband [262, 1030, 1932].

Der Photomischprozeß bietet grundsätzlich die Möglichkeit, ultrakurze Wellen durch Differenzbildung aus dem Licht von zwei kohärenten Lichtfeldern unterschiedlicher Frequenz zu erzeugen [538, 540, 748, 771, 816, 1161, 1422, 1582, 1869].

Weitere Arbeiten über optische Empfänger: [146, 202, 336, 337, 523, 1025, 1032, 1079, 1275, 1417, 1561, 1950, 2028, 2125, 2178, 2443, 2537].

Beim Mischempfang des modulierten Lichtes eines Multimode-Lasers treten unerwünschterweise auch die sämtlichen Mischprodukte der Modenfrequenzen im Empfängersignal auf. Aus diesem Grund ist bei einem Multimode-Laser der nutzbare lineare Modulationsbereich praktisch auf den halben Modenabstand beschränkt.

15.4. Übertragung von Laserlicht

Theoretisch läßt sich Laserlicht außerordentlich parallel bündeln. Nehmen wir zum Beispiel an, daß ein beugungsbegrenzter Mode TEM_{00} an den Querschnitt des Mount-Polomar-Teleskops mit $D = 5$ m Durchmesser angepaßt wird, so erhalten wir mit $\lambda = 1\,\mu$m einen Öffnungswinkel ϑ:

$$\vartheta \approx \frac{\lambda}{D} = 2 \cdot 10^{-7} \sim 4 \cdot 10^{-2} \text{ Bogensekunden}$$

Damit würde ein von der Erde ausgehender, beugungsbegrenzter, „paralleler" Lichtstrahl auf dem Mond einen Durchmesser von

$$D = 150\,\text{Meter}$$

haben.

Die in der Nähe der Erdoberfläche auftretende Störung des Lichtes durch Inhomogenitäten der Atmosphäre würde diese extreme Bündelung in kurzem Abstand zerstören. Für einen Sender im Weltraum dagegen bestünde eine solche Begrenzung nicht, und es wird daher über Laserverbindungen im Weltraum spekuliert [126, 1270, 1722, 2192]. Hier sind die zu Beginn dieses Kapitels diskutierten energetischen Gründe zu bedenken sowie die praktische Unmöglichkeit, einen Strahl so extremer Bündelung auf einen in seinen Abmessungen mit dem Strahlquerschnitt vergleichbaren Empfänger stabil zu richten [259]. Ein Verkehr zwischen Sternensystemen schließlich ist wegen des Quantenrauschens aus Leistungsgründen wohl nur im Mikrowellenbereich sinnvoll.

Bei der Übertragung von kohärentem Licht durch die freie Atmosphäre treten störende Effekte in großer Zahl auf. Die Streuung und Absorption an Staub, Nebel, Regen und Schnee lassen eine kommerzielle Nachrichtenübertragung dieser Art im Vergleich zu Mikrowellen-Richtfunksystemen als nicht konkurrenzfähig erscheinen. Diskutabel sind solche Verbindungen für Sendezwecke, bei denen die Strecke nicht bei jeder Wetterlage zuverlässig sein muß.

Ein optischer Überlagerungsempfang bei Übertragung in freier Atmosphäre wird kaum möglich sein. Streuprozesse sowie statistische Dichteschwankungen der Luft verwerfen nach kurzer Entfernung die Phasenflächen, so daß am Empfänger keine phasengerechte Überlagerung möglich ist. Die statistischen Schwankungen führen zu einer Rauschmodulation der Amplitude und der Frequenz sowie zu einer Zerstörung des Modenbildes.

Literatur zum Einfluß der Übertragungsstrecke: [90, 93, 512, 513, 557, 603, 682, 935, 981, 1100, 1113, 1317, 1355, 1429, 1498, 2179, 2381, 2389, 2437, 2764, 2789, 2790, 2791, 2793, 2794, 2823, 2880, 2980, 3032, 3049].

Der spektrale Verlauf des Absorptionskoeffizienten von Luft ist bei [557] für $\lambda = 5400$ Å bis 8520 Å, die Feinstruktur in der Nähe der Rubinlinie bei [1498] beschrieben.

Laser wurde als Ortungssystem für U-Boote diskutiert [661]. Eine solche Anwendung scheitert an der starken Absorption von Seewasser [1355, 1770]. Wegen des hier bereits bei kurzen Strecken wirksamen Exponentialgesetzes der Absorption ist die Reichweite eines Licht-Unterwasser-Radars auch bei extremen Sendeleistungen auf kleine Abstände begrenzt.

Bereits zu Beginn der Diskussion von Laser-Nachrichtenübertragung wurde erkannt, daß eine zuverlässige Weitverkehrsübertragung nur bei Führung des Laserstrahls in einem Wellenleiter möglich ist (Symposium über optische Maser der Bell Telephone Company 1962). Als Wellenleiter kommen die optischen, offenen Resonatoren (s. Kap. 9) entsprechenden Wellenleiter, insbesondere wegen des kleinen Modenquerschnitts ein konfokaler Wellenleiter nach Bild (15—4), in Frage.

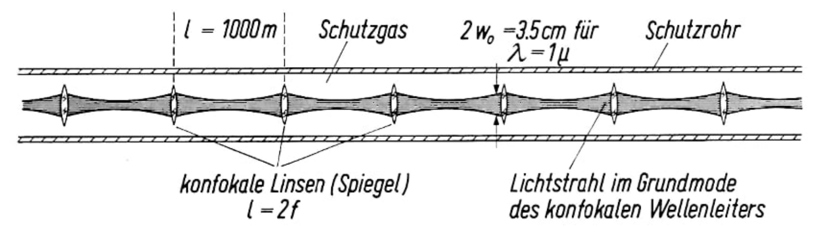


Bild 15—4 Konfokaler Wellenleiter für Breitbandübertragungssysteme mit Laserlicht. Für einen Träger mit einer Wellenlänge von 1 Mikron beträgt der maximale Strahldurchmesser bei einer Periode von 1 km 3,5 cm. Strahlumlenkungen sind durch Keile, Versetzungen der Linsenachsen, in achromatischen Spiegelsystemen durch Doppelspiegel möglich.

Durch periodisches Refokussieren wird der Strahl von der Wand des Trägerrohrs ferngehalten; die Verluste sind angesichts der kleinen Beugungsverluste durch die Verluste der Linsen oder der entsprechenden Spiegelkombinationen gegeben und können prinzipiell auf etwa 0,1 % pro Periode gedrückt werden. Damit sind bei Perioden von einigen hundert Metern außerordentlich große Verstärkerabstände möglich, während z. B. die Leitungsverluste bei modernen Vielkanal-Kabelsystemen zu Verstärkerabständen von wenigen Kilometern führen. Zwischen den Refokussiereinrichtungen müßte das Schutzrohr eines Wellenleiters geradlinig verlegt werden; an die Rohrwände werden keine Anforderungen gestellt.

Ein solches Wellenleitersystem wird angesichts der notwendigen Präzision der Verlegung und der wohl unumgänglichen Nachsteuerung des Strahls zur Kompensation von Verlagerungen mit hohen Investitionskosten behaftet sein. Für relativ schmale Bänder erscheint es zur Zeit unwirtschaftlich. Für Bandbreiten, die wesentlich über den heute üblichen Werten liegen, wird ein solches System in Zukunft jedoch große Möglichkeiten bieten, zumal bei einer achromatischen Ausbildung zahlreiche Laserkanäle verschiedener Grundwellenlängen gleichzeitig übertragen werden können. Eine nutzbare Bandbreite von $10^{14}\ s^{-1}$ erscheint nicht als utopisch.

Eine grundsätzliche Möglichkeit, die stückweise gerade Verlegung von Lichtwellenleitern zu umgehen, bieten kontinuierliche Gaslinsen, bei denen der Strahl durch die Linsenwirkung von Gasen mit einem Temperaturgradienten auch auf gekrümmten Bahnen geführt werden kann.

Literatur zu Lichtwellenleitern und Gaslinsen: [191, 192, 240, 241, 604, 1632, 1638, 1734, 2248].

Dielektrische Lichtleiter (Faserleiter) kommen wegen der hohen Verluste für Übertragungen über größere Entfernung nicht in Frage.

Beugungsbegrenzte Wellenleiter haben die für Breitbandsysteme wichtige Eigenschaft, den übertragenden Mode zu regenerieren. Verwerfungen der Phasenfront durch Inhomogenitäten führen zu erhöhten Verlusten in den nachfolgenden Perioden, jedoch bleibt die Phasenfront am Empfänger wohldefiniert, so daß, im Gegensatz zur ungeführten Übertragung im freien Strahl, optischer Mischempfang auch bei großer Entfernung zwischen Sender und Empfänger möglich ist.

15.5. Laser-Radar

Kurze Laserimpulse können als Signale zur Ortung nach dem Radar-Prinzip verwendet werden. Besonders geeignet sind als Signale die Riesenimpulse von Kristall-Lasern, für kurze Entfernungen sind gepulste Gas- oder Halbleiter-Laser ebenfalls einsetzbar.

Im Vergleich zu Mikrowellenradar bietet Laser-Radar die Möglichkeit einer höheren räumlichen Auflösung. Grundsätzlich kann die aufgelöste Punktgröße für einen im transversalen Grundmode arbeitenden Laser gleich der vom Sendeteleskop beugungsbegrenzt aufgelösten Punktgröße sein. Im allgemeinen wird man allerdings den Sendestrahl als Parallelstrahl ausbilden und erhält dann mit dem Laser optimal eine im Verhältnis $\left(\frac{D}{\lambda}\right)_{\text{opt}} \Big/ \left(\frac{D}{\lambda}\right)_{\text{Mikrowellen}}$ verbesserte transversale Auflösung (D = Antennendurchmesser).

Für die Tiefenauflösung ist die Genauigkeit maßgeblich, mit der die Laufzeitdifferenz zwischen dem Sendeimpuls und dem Empfangsimpuls gemessen werden kann. Da die Anstiegszeit eines Laserimpulses unter 2 ns gedrückt werden kann, wird die Meßgenauigkeit im wesentlichen durch die Schnelligkeit der Elektronik am Empfänger begrenzt, und zwar auf etwa 10 ns Laufzeitdifferenz, entsprechend 150 cm

Meßgenauigkeit, mit konventioneller Technik und auf etwa 2 ns, entsprechend 30 cm, bei extremer Ausnützung der zur Zeit gegebenen Möglichkeiten.

Laser-Radar ist für höchste Auflösung interessant, wie sie insbesondere bei kurzen Meßstrecken, z. B. bei Flugzeuglandung, verlangt wird.

Die räumliche Auflösung eines Laser-Radar bedingt natürlich eine sehr große Anzahl von Meßimpulsen für die Beobachtung eines gegebenen Raumwinkels. Da mit normalen Impuls-Lasern ohne forcierte Kühlung nur einige Impulse pro Minute erzeugt werden können, dürfte hier für quasikontinuierliche und kontinuierliche Laser mit periodischer Resonatorschaltung ein Anwendungsgebiet liegen. Impulsfrequenzen von 1000 Hz bei Impulsspitzenleistungen von 10 bis 100 kW erscheinen heute mit Kristall-Lasern realisierbar. Riesenimpulse mit 300 Hz Folgefrequenz bei 1 kW Spitzenleistung wurden mit kontinuierlich gepumpten Rubinlasern bereits realisiert (Kap. 13).

Einfache Riesenimpuls-Laser sind für Einzelentfernungsmessungen geeignet, bei denen das Meßziel visuell anvisiert wird. Bei Spitzenleistungen im 100 MW-Bereich sind auf diese Weise Entfernungen über 100 km nach dem Radarprinzip meßbar, wenn das Objekt noch anvisiert werden kann.

Literatur: [71, 120, 224, 251, 385, 526, 661, 742, 860, 1288, 1723, 1727, 1813, 1822, 2092, 2267, 2280, 2673, 2674, 2803].

Störungen der Atmosphäre liefern meßbare optische Radarimpulse; eine Anwendung in der Meteorologie erscheint möglich [502, 503, 734, 2797, 2798].

Ortungsversuche an einem mit einer Vielzahl von Retroreflektoren bestückten Satelliten verliefen bisher eher enttäuschend [1225, 1956, 1957, 2293].

Laserechos vom Mond konnten über dem Hintergrundrauschen nachgewiesen werden [945, 2279, 2280].

Bei Laser-Radar über größere Entfernungen ist die maßgebliche Entfernungsgrenze durch das Quantenrauschen bedingt – das Signal wird schnell so stark verdünnt, daß nur noch einzelne Quanten aufgefangen werden –, es sind hohe Sendeenergien für die Messung großer Strecken nötig. Auch ist es nicht gut möglich, den Durchmesser der Empfangsantenne vergleichbar mit dem von Mikrowellen-Großradarantennen zu bemessen.

15.6. Ionisation und Materialbearbeitung im fokussierten Laserstrahl

a) Erzeugung von Elektronen- und Ionenströmen

Die Erhitzung von Metallen durch das gebündelte Licht eines Lasers führt zu einer thermischen Elektronen- oder Ionenemission aus der bestrahlten Oberfläche. Es liegt eine direkte Umwandlung von Lichtenergie in elektrische Energie vor. [36, 149, 151, 451, 483, 484, 884, 1123, 1125, 1166, 1167, 1168, 1354, 1481, 1485, 2021, 2022, 2503, 2691, 2720, 3050, 3054, 3059]. Es wäre denkbar, durch eine derartige Kathodenheizung eine Elektronenröhre mit geringem Schrotrauschen des Elektronenstroms zu erhalten [561, 2121, 2122].

Erzeugung von Photoströmen in organischen Substanzen [1036, 1876].

b) Luftexplosion und Plasmaaufheizung

Der fokussierte Strahl eines Rubin-Riesenimpuls-Lasers erzeugt im Fokus einen explosionsartigen Luftzusammenbruch unter Erzeugung eines Plasmas hoher Temperatur. Der Effekt ist, mit einer ausgesprochenen Schwelle, bei Atmosphärendruck für Leistungen von 10—50 MW bei Brennweiten von einigen Zentimetern zu beobachten. Einfacher ist die Beobachtung bei niedrigen Gasdrucken: [569, 570, 1486, 1599, 1700, 1812, 2007, 2008, 2460, 2957, 3046, 3062, 3083, 3133].

Die Möglichkeit, durch Laser Plasmen bis zur Fusionstemperatur aufzuheizen, wurde zeitweise diskutiert: [66, 96, 97, 147, 401, 583, 584, 684, 696, 1399, 2889].

Untersuchung der bei der Verdampfung durch Laserstrahlen erzeugten Gase: [1141, 1815, 2015, 2217].

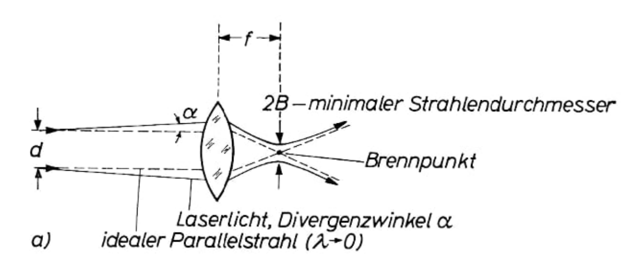
Die Messung der Belastungsgrenze verschiedener optischer Materialien gegenüber der Strahlung von Riesenimpuls-Lasern zeigte, daß Quarzglas und das für optische Zwecke übliche Bariumkronglas (BK7) gut als Material für Bauelemente einer Laseroptik geeignet sind [541, 890, 1907].

Der Gaszusammenbruch im Fokus eines Laserstrahls wurde als Mittel zur Amplitudenbegrenzung von Riesenimpulsen vorgeschlagen: [2460, 2462].

c) Materialbearbeitung mit Laser

Die Erhitzung im Fokus eines Laserstrahls reicht aus, um praktisch alle absorbierenden Materialien zu schmelzen und zu verdampfen.

Diese Anwendung des Lasers, insbesondere des Rubin-Impuls-Lasers, dürfte in naher Zukunft für Schweiß-, Bohr- und Abtragungszwecke industriell einsatzfähig sein.



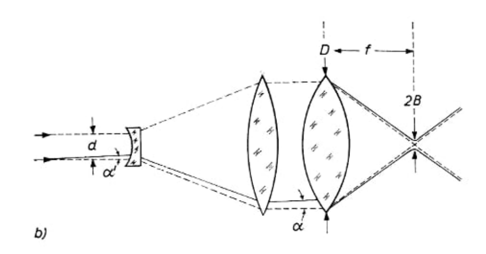


Bild 15—5 Fokussierung von Laserstrahlen zur Materialbearbeitung.

a) Die Strahldivergenz (nicht zu verwechseln mit der Strahlöffnung) führt zu einem endlichen Brennfleckdurchmesser. Die Strahldivergenz hat ihren minimalen Wert für Strahlung im Grundmode.

b) Um einen brauchbaren Bearbeitungsabstand von der Linse zu erhalten, paßt man den Strahldurchmesser an den einer Fokussierlinse ausreichend großer Brennweite mit großem Öffnungsverhältnis an.

Mit einer ideal sphärisch korrigierten Linse der Brennweite f nach Bild (15—5) gilt für den Durchmesser $2\,B$ des Brennflecks bei einem Divergenzwinkel α des Lichtstrahls vor der Linse:

$$B \approx f\,\alpha. \tag{15—4}$$

Bei Anregung von transversalen Moden der Ordnung m gilt in einem Laserstrahl des Durchmessers d für den Öffnungswinkel näherungsweise:

$$\alpha = \frac{\lambda}{d}\,(m+1). \tag{15—5}$$

Wir wählen für die Linse das Öffnungsverhältnis $A = \frac{D}{f}$ und passen den Querschnitt des Lasers mit einer zweiten Linse an die

Öffnung der Fokussierlinse an. Für die Strahldivergenz vor der Fokussierlinse gilt: $\alpha = \alpha' \frac{d}{D}$. Damit erhalten wir:

$$\begin{aligned} B &= \lambda (m+1) \frac{f}{D} \\ &= \lambda (m+1) \frac{1}{A}. \end{aligned} \tag{15–6}$$

In einem angepaßten System (mit idealer sphärischer Korrektur) ist der Bearbeitungsdurchmesser von der Brennweite der Fokussierlinse unabhängig und nur durch das Öffnungsverhältnis der Linse und durch die Modenselektion des Lasers bestimmt. Ohne Anpassung des Strahlquerschnitts nimmt der Durchmesser des Bearbeitungspunktes mit der Brennweite zu.

Bei einem Öffnungsverhältnis der Linse $A = 1$ und idealer Modenselektion ($m = 0$) ist der minimal erreichbare Bearbeitungsradius von der Größenordnung einer Wellenlänge $\approx 1\ \mu$m. Bei so kleinen Bearbeitungsquerschnitten ist für kurze Laserimpulse der Einfluß der Wärmeleitung vernachlässigbar, und die zur Erreichung einer bestimmten Temperatur nötige Impulsenergie ergibt sich zu:

$$E = \frac{C}{A^2} (m+1)^2. \tag{15–7}$$

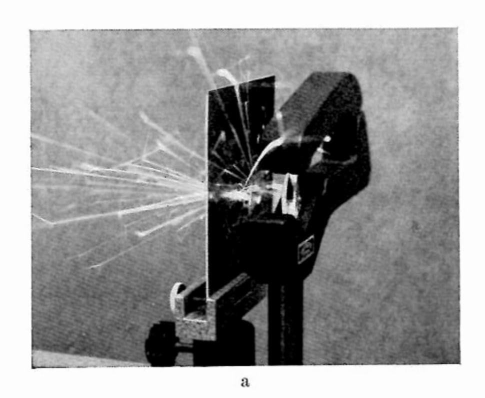
Sie wächst quadratisch mit abnehmender Modenselektion des Lasers an. Bei Verwendung gut selektierender Laser-Resonatoren können bereits mit Impulsenergien von 1 Ws Löcher von 1 bis 2 mm Tiefe und 50 μm Durchmesser in Hartkeramik, Stahl, Wolfram oder Rubin gebohrt werden. Bei einfachen Lasern, in denen z. B. die Stäbe direkt verspiegelt oder gar einseitig offen sind, liegen die notwendigen Impulsenergien eine Größenordnung höher bei entsprechend größerem Lochquerschnitt.

Für Schweißungen an kleinen Teilen sind im allgemeinen Impulsenergien unter 1 Ws ausreichend. Da hier vielfach eine gewisse Wärmeleitung zur Verschweißung erwünscht ist, wird teilweise mit längeren Impulsen bis 5 ms Dauer gearbeitet.

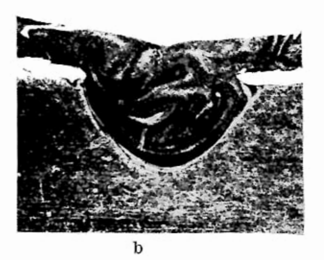
Ohne größeren Aufwand sind Bearbeitungsdurchmesser oberhalb 50 μm möglich, bei entsprechender Selektion und Fokussierung wird der angegebene Grenzwert von 1 μm erreicht. Eine Bearbeitung dünner Folien ist mit kontinuierlich im Grundmode schwingenden Rubinlasern bereits bei 10 mW mittlerer Leistung möglich.

Bild (15–6) zeigt Beispiele für Materialbearbeitung mit Lasern.

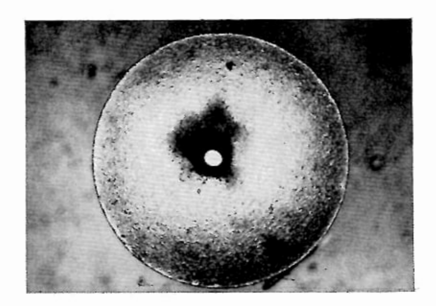
Literatur: [106, 377, 433, 671, 712, 795, 1458, 1497, 1826, 1954, 1988, 2194, 2275, 2531, 2584, 2670, 2836, 2940, 2945, 2960, 3141].

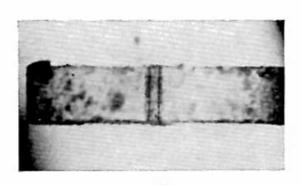


a



b





c

Bild 15—6 Materialbearbeitung mit Laserlicht.

a) Bohren von Stahl in Luft. 1 mm-Stahlblech; Impulsenergie 2 Ws; Laser mit modenselektivem Etalonreflektor; Lochdurchmesser 60 Mikron;

b) Schliffbild einer Laserschweißung. 0,2 mm Blech auf massiver, oberflächenvergüteter Stahlunterlage, Impulsenergie 0,4 Ws;

c) Bohrung einer Rubin-Rondelle für Lagersteine (nach S. PANZER [2954])

15.7. Anwendung für Präzisionsmessungen und Plasmadiagnose

Die Kohärenzlänge des Laserlichtes $\Delta l \approx \frac{c}{\delta \nu}$ kommt für einen stabilen Gas-Laser mit einer Linienbreite von $10^3 s^{-1}$ in die Größenordnung von 300 km. Damit sind grundsätzlich interferometrische Messungen über große Entfernungen möglich. In der Praxis wird der Meßbereich durch die Inhomogenität der Meßstrecke begrenzt (s. Kap. 15.4). Die Linienschärfe der Lasermoden erhöht die Genauigkeit spektroskopischer Meßmethoden. Bei einfacher interferometrischer Messung erleichtert die hohe Leistung pro Raumwinkeleinheit die Justierung und Beobachtung: [1116, 1185, 1189, 1191, 1566, 1679, 1697, 1755, 1766, 1879, 2490, 2664, 2665, 2778, 2820].

Der Michelson-Morley-Versuch wurde mit einem Gas-Laser mit erhöhter Genauigkeit bestätigt. Die Messung anderer relativistischer Effekte mit Lasern wird diskutiert [116, 139, 434, 435, 448, 532, 859, 1187, 1442, 1566, 1940, 2142, 2252, 2387, 2866, 3015].

Die kontinuierliche Entfernungsmessung mit moduliertem Laserlicht unter Phasenvergleich wird in ihrer Meßgenauigkeit im wesentlichen durch Schwankungen der Luftfeuchtigkeit und damit der optischen Weglänge begrenzt [310, 331, 1573, 2060].

Sehr empfindliche Messungen von kleinen Zustandsänderungen sind möglich, wenn das Meßobjekt sich in einem Laser-Resonator oder -Verstärker befindet und durch seine optische Längenänderung die Resonanzfrequenz verstimmt [290, 1092]. Weitere Messungen mit Lasern: [8, 186, 418, 574, 592, 815, 937, 1061, 1095, 1126, 1342, 1455, 1500, 2004, 2638, 3139].

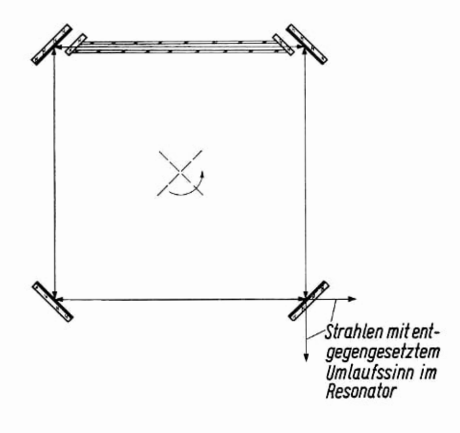


Bild 15—7 Laser-Gyrometer. Die beiden Ausgangsstrahlen mit entgegengesetztem Umlaufssinn werden nach Bild 15—3 überlagert und photoelektrisch gemischt. Zur Erhöhung der Verstärkung können in alle vier Zweige Laserröhren eingebracht werden. Mit einem gekrümmten Spiegel ist der Resonator vom allgemeinen konfokalen Typ.
Empfindlichkeit für $\lambda = 1{,}15$ Mikron bei 100 cm Basislänge: rund 10 kHz Mischfrequenz bei einer Winkelgeschwindigkeit von 0,7 Grad pro s.

Eine Laser-Anordnung nach Bild (15–7) mit einem zweidimensionalen Resonator kann als empfindliches Drehzahl-Meßgerät verwendet werden. Durch Dopplereffekt werden die rechts- und linksumlaufenden Wellen bei einer Drehung des Resonators im entgegengesetzten Sinn in der Frequenz verschoben. Die Mischfrequenz ist ein Maß für die Winkelgeschwindigkeit. In der praktischen Ausführung entsteht das Problem, eine Synchronisation der beiden Wellen bei kleinen Winkelgeschwindigkeiten zu verhindern [462, 1341, 1533, 1535, 1536, 1537, 1989, 2100, 2278].

Erhebliche Bedeutung kommt dem Laser in der Meßtechnik der Plasmaphysik zu. Da in vollständig ionisierten Plasmen die sonst für Diagnosezwecke benützte Linienstrahlung gebundener Elektronen nicht mehr entsteht, kann durch Interferometrie und durch Messungen an gestreutem Laserlicht eine echte Lücke in der Meßtechnik geschlossen werden [86, 87, 575, 647, 799, 850, 851, 853, 932, 955, 1046, 1152, 1318, 2193, 2750, 2818, 2819, 2888, 2890, 2998, 3063, 3121].

15.8. Verschiedene Experimente mit Laserstrahlen

Periodische Impulse von Kristall-Lasern oder Rubin-Riesenimpulse können als Lichtquelle für Kurzzeitphotographie verwendet werden. Die hohe Leuchtdichte läßt weiter die intensive Beleuchtung kleiner Volumina in der Mikroskopie zu [529, 688, 796, 1905, 2621, 2788]. In manchen Fällen stört dabei das aufgezeichnete Interferenzfeld, das auch im Strahl jedes Gas-Lasers durch Interferenz an der Auskoppeloptik vorhanden ist [2110, 2111, 2380]. Andererseits kann die darin enthaltene Phaseninformation in Form der „Holographie“ zu einer dreidimensionalen Aufzeichnung auf Photoschichten ausgenutzt werden [2699, 2900, 2901, 2902, 3036].

Beim Durchgang von Laserlicht hoher Leistung durch Dielektrika entstehen Schallwellen hoher Frequenz: [334, 439, 606, 1285, 1395, 2399, 2436, 2747, 3077, 3136].

In der populären Literatur wird vielfach über die Anwendung des Lasers als Waffensystem spekuliert [612, 2260, 2929, 3092].

Medizinische Versuche über die Zerstörung von Zellgewebe in fokussiertem Laserlicht könnten später zu einer Anwendung in der Chirurgie und in der Zellforschung führen. Ein Koagulator zur Reparatur von Netzhautablösungen, ähnlich den bekannten Anordnungen mit Xenonbogenlampen, wurde in Tierversuchen und vereinzelt auch an

Menschen erprobt [245, 617, 732, 905, 1362, 2134, 2299, 2455, 2456, 2590, 2645, 2721, 2780, 2796, 2871, 2926, 3038, 3081, 3082].

Die Möglichkeit, das Licht eines Lasers zum Pumpen eines zweiten Lasers zu verwenden, haben wir bereits in Kap. 13 und Kap. 14 besprochen. Mit Rubin-Lasern können außerdem im Mikrowellenbereich arbeitende Rubin-Maser bei Temperaturen von 4,2 °K und 78 °K gepumpt werden [622, 623, 624, 1144, 2019, 2400, 2401]. Die Methode ist praktisch nur auf Materialien anwendbar, die gleichzeitig als Maser und als Laser arbeiten. Zwar wird grundsätzlich der Betrieb von Masern bei hoher Temperatur ermöglicht; wegen des dann unvermeidlichen thermischen Rauschens ist das Interesse an einem solchen Maser aber gering.

Weitere Experimente und Vorschläge: [91, 109, 296, 311, 332, 372, 509, 675, 676, 689, 723, 730, 762, 777, 841, 856, 857, 858, 938, 1014, 1015, 1035, 1071, 1124, 1156, 1157, 1268, 1286, 1370, 1392, 1397, 1411, 1456, 1563, 1581, 1596, 1652, 1717, 2017, 2020, 2029, 2034, 2118, 2212, 2226, 2236, 2382, 2383, 2479, 2571, 2605, 2693, 2694, 2763, 2891, 2979, 2981, 3020, 3140].

15.9. Laser als logische Elemente

Die Verwendung des Lasers als logisches Element erscheint reizvoll wegen der möglichen kurzen Anstiegszeit der Lichtlawine in einem optischen Verstärker $\Delta t \leq \frac{1}{2\pi\Delta\nu}$. Für eine homogene Bandbreite von $10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ beim Halbleiter-Laser sind Impulsanstiegszeiten von $10^{-12}\,\mathrm{s}$ grundsätzlich vorstellbar.

Solche Anstiegszeiten können nur dann ausgenützt werden, wenn alle logischen Operationen mit Licht durchgeführt werden (Licht-Licht-Logik). Optoelektronische Kombinationen von Lasern und Photoempfängern sind weniger interessant, da die Operationsgeschwindigkeit durch elektrische Kreise begrenzt ist.

Der Sättigungsprozeß von Laser-Verstärkern kann zum Aufbau einer „Neuristorlogik" ausgenützt werden, in der das Steuersignal nahezu mit Lichtgeschwindigkeit als Impuls durch einen Faserverstärker läuft und die Verstärkung kurzzeitig zusammenbrechen läßt [1387]. Eine solche Anordnung erscheint heute noch nicht realisierbar.

Durch einen von außen eingespeisten Laserimpuls kann in einem schwingenden Laser-Oszillator die Sättigungsverstärkung unter die Schwellverstärkung gedrückt werden, so daß der Oszillator abgeschaltet wird.

Auf dem Prinzip können digitale, logische Elemente aufgebaut werden, die mit Dioden-Lasern auch bereits experimentell untersucht wurden [763, 888, 1432, 1434]. Bei den Elementen ist der Leistungspegel von Steuer- und Ausgangssignal in gleicher Größenordnung.

Verstärkende logische Elemente sind mit durch Steuerlicht sättigbaren Absorptionsschaltern im Resonator realisierbar (s. Kap. 13) [2077]. Wir wollen für dieses Beispiel einige Elemente diskutieren.

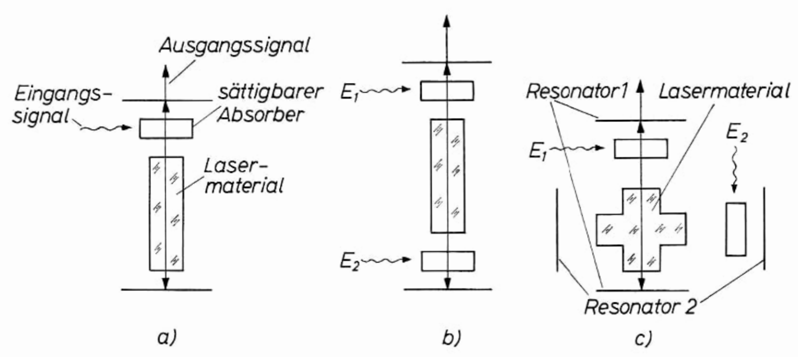


Bild 15—8 Laseroszillator mit Absorptionsschalter als logisches Element.

a) einfache Kippstufe als Grundelement; b) Gatter; c) Element mit zwei Resonatoren unter Ausnützung der Richtwirkung. Das aktive Material ist in diesem Beispiel nur zum Teil beiden Resonatoren gemeinsam. Bei einer geringfügigen Unsymmetrie ist dann stets nur einer der Resonatoren stabil schwingungsfähig.

Bild (15—8a) zeigt das Grundschema. Der Resonator eines Laser-Oszillators wird durch einen sättigbaren Absorber gesperrt. Mit V als Verstärkung, R als Rückkopplung und T_0 als Transmission des Schalters in gesperrtem Zustand gilt:

$$RVT_0 < 1. \tag{15—7}$$

Durch einen Signalimpuls wird die Transmission des Schalters auf T_s erhöht. Mit

$$RVT_s > 0 \tag{15—8}$$

schwingt der Resonator an. Wenn die Relaxationszeit des Oszillators τ größer ist als die Einschwingzeit t_0, bleibt die Emission nach dem Einschwingvorgang kontinuierlich. Im anderen Fall geht der Oszillator nach Emission eines Riesenimpulses wieder aus. Die beiden Möglichkeiten entsprechen monostabilen oder bistabilen Kippstufen.

Durch Einfügen mehrerer Schalter in den Resonator nach Bild (15—8b) können Gatter realisiert werden. Für ein „und"-Gatter ist zu dimensionieren:

$$\begin{aligned} VR\,T_{s1}\,T_{s2} &> 1 \\ VR\,T_{s1}\,T_2 &< 1 \\ VR\,T_1\,T_{s2} &< 1 \\ VR\,T_1\,T_2 &< 1 \end{aligned} \tag{15–9}$$

Für ein „oder"-Gatter gilt:

$$\begin{aligned} VRT_{s1}\,T_{s2} &> 1 \\ VTT_{s1}\,T_2 &> 1 \\ VRT_1\,T_{s2} &> 1 \\ VRT_1\,T_2 &< 1 \end{aligned} \tag{15–10}$$

Kompliziertere Elemente lassen sich nach Bild (15–8c) durch Strahlumschaltung realisieren, wenn das Lasermaterial gleichzeitig in mehreren Resonatoren wirksam sein kann. Wenn nicht alles aktive Material allen Resonatoren gemeinsam ist, kann stets nur einer schwingen. Durch optische Steuersignale ist ein Umschalten auf die verschiedenen Resonatoren möglich. Als Beispiel zeigt Bild (15–9a) einen bistabilen Multivibrator, Bild (15–9b) ein Schieberegister.

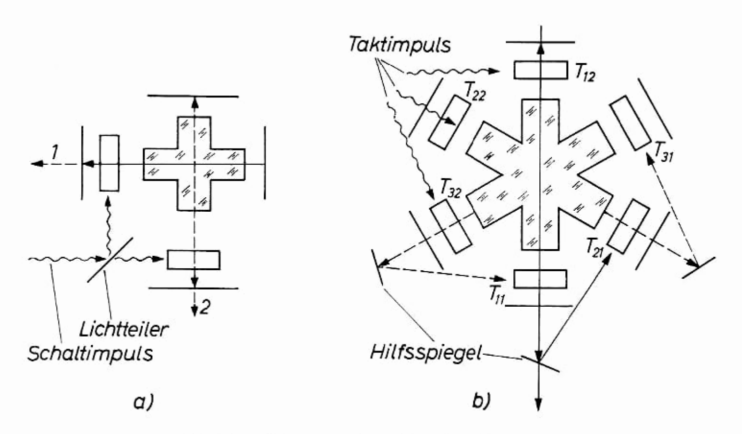


Bild 15—9 Kompliziertere logische Bausteine.

a) Bistabiler Multivibrator.
Durch den Steuerimpuls werden beide Resonatoren geöffnet. Der vorher nichtschwingende Resonator hat durch die gespeicherte Inversion in dem nur ihm zugehörigen Material eine höhere Verstärkung als der vorher schwingende Resonator. Die Schwingungsrichtung kippt um, und der Einschaltvorgang löscht den anderen Resonator.

b) Dreigliedriges Schieberegister.
Zum Einschalten eines Resonators müssen beide ihm zugehörige Absorptionsschalter durch Fremdlicht gesättigt werden. Der jeweils schwingende Resonator sättigt den ersten Absorber im nachfolgenden Glied der Kette. Der Taktimpuls sättigt die zweiten Absorber aller Resonatoren. Die Schwingung kippt bei jedem Taktimpuls auf das nächste Glied des Schieberegisters und läuft reihum.

Mit den dargestellten Bausteinen und ihren Weiterentwicklungen lassen sich logische Prozesse und Speicherprozesse, wie sie in einer Datenverarbeitungsanlage auftreten, lösen. Dabei tritt zwischen Eingang und Ausgang, insbesondere wenn eine selektive Sättigung der Absorberlinie möglich ist [2077], eine hohe Verstärkung auf; das Steuerlicht muß nicht streng gerichtet oder kohärent sein.

Es ist heute vorstellbar, daß digitale logische Elemente mit Dioden-Lasern in Zukunft wirtschaftlich realisiert werden können. Aus den kleinen Resonatorabmessungen solcher Laser ergeben sich mögliche Impulszeiten von 10^{-11} s und Repetitionsfrequenzen größer 10 GHz. Diese Werte liegen um drei Zehnerpotenzen über den heute für Datenverarbeitungsanlagen erreichbaren Werten. In den Abmessungen und Herstellungskosten dürfte nach Überwindung der technologischen Probleme kein Unterschied zu elektronischen Halbleiter-Bauelementen bestehen.

Literatur: [763, 864, 888, 1026, 1387, 1432, 1434, 1964, 1966, 2077].

15.10. Laser als Pumpquelle für Mehrquanten-Prozesse — Nichtlineare Optik

Im Fokus eines Riesenimpuls-Lasers erreicht die elektrische Feldstärke Werte, die vergleichbar mit den atomaren Feldstärken sind. Dadurch rückt die Wahrscheinlichkeit nichtlinearer Quanten-Prozesse in eine meßbare Größenordnung, und die Möglichkeit der Untersuchung nichtlinearer optischer Effekte unter dem Einfluß von Rubin-Riesenimpulsen ist an vielen Stellen der Anreiz zur Entwicklung leistungsfähiger Laser geworden.

Reviews über nichtlineare Optik: [776, 779, 879, 880].

Monographie: „Nonlinear Optics" von N. Bloembergen; W. A. Benjamin, Inc., New York 1965.

Wir können grob zwei Klassen von Effekten unterscheiden, je nachdem, ob das Atom dabei in einen angeregten Zustand übergeht (Mehrquantenabsorption, nichtlineare Absorption, stimulierte Ramanemission), oder ob das Atom im Grundzustand bleibt (parametrische Prozesse, Bildung von Harmonischen, Summen- und Differenzfrequenzen).

a) Mehr-Photonen-Absorption

In einem Übergang $E_1 \to E_3$ nach Bild (15—10) ist die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Absorption eines Quants der Frequenz ν in erster Näherung nur groß für:

$$h\nu = E_3 - E_1. \tag{15–11}$$

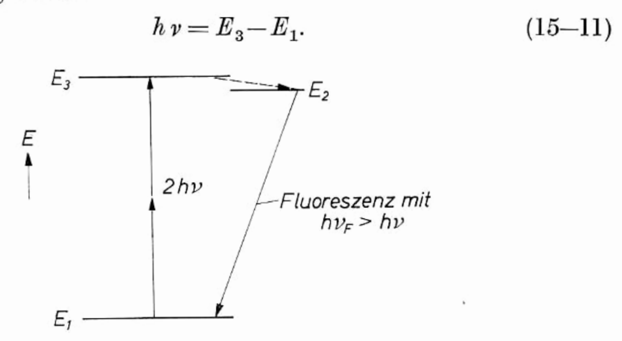


Bild 15—10 Zwei-Photonen-Absorption.
Die Mehr-Photonen-Absorption ist leicht nachweisbar, wenn durch sie die Fluoreszenz eines Zwischenniveaus mit $h\nu_F > h\nu$ angeregt wird. Grundsätzlich wäre es denkbar, durch Pumpen mit Zwei-Photonen-Übergängen einen Laser zu verwirklichen, bei dem die Signalfrequenz größer ist als die Pumpfrequenz.

Tatsächlich sind Mehrquantenübergänge mit sehr viel kleinerer Wahrscheinlichkeit nach der Quantenmechanik auch möglich für

$$\begin{aligned} 2h\nu &= E_3 - E_1 \\ 3h\nu &= E_3 - E_1 \end{aligned} \tag{15–12}$$

Ihre Beobachtung im optischen Gebiet wurde erst mit Lasern möglich. W. Kaiser und C. G. B. Garrett [1237] konnten in $CaF_2{:}Eu^{2+}$ die durch Zwei-Quanten-Absorption der roten Strahlung eines Rubinlasers hervorgerufene grüne Fluoreszenz des Europium nachweisen. Inzwischen wurde in zahlreichen Substanzen mit Drei-Niveau-System blaue Fluoreszenz beim Pumpen mit dem roten Licht eines Rubin-Lasers beobachtet.

Literatur: [14, 16, 362, 1005, 1127, 1135, 1163, 1237, 1353, 1930, 1970, 2257, 2258]
außerdem: [343, 625, 882, 1142, 2302, 2839, 2858, 2967, 3079].

b) Stimulierte Raman-Emission

Rubin-Laser und Gas-Laser wurden als Lichtquelle für Raman-Spektroskopie benutzt [566, 1260, 1366, 1367, 1975].

Darüber hinaus zeigte sich, daß mit Rubin-Riesenimpuls-Lasern eine überwiegende stimulierte Raman-Emission erreicht werden kann. Wegen der hohen spontanen Übergangswahrscheinlichkeit arbeiten die bisher untersuchten Raman-Laser als Superstrahler ohne Resonator.

Die Leistung der ersten in stimulierter Emission auftretenden Raman-Linie ist so hoch, daß diese selbst wieder als Pumpquelle für weitere Ramanfrequenzen arbeitet, so daß ganze Serien Stokescher und Antistokescher Linien erscheinen.

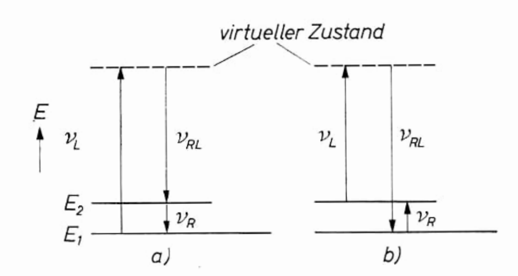


Bild 15—11 Termschema des Ramaneffektes.

a) Emission Stokescher Linien;
b) Emission Antistokescher Linien;
ν_L ist die Pumpfrequenz (Rubinlaser), ν_{RL} die Frequenz der Ramanlinie. ν_R entspricht der Energie des innermolekularen Übergangs. Bei der Stokeschen Emission erhöht sich die Molekülenergie, bei der Antistokeschen Emission wird sie herabgesetzt ($T > o$).

Bild (15—11) zeigt ein vereinfachtes Termschema eines Raman-Lasers. Unter dem Einfluß des Pumplichts ν_L wird gleichzeitig ein Quant im Raman-Übergang ν_R absorbiert und ein Quant ν_{RL} als Stokesche oder Antistokesche Linie emittiert. Der Übergang ν_R entspricht einer innermolekularen Anregung von Rotations-Schwingungszuständen.

Charakteristisch für Raman-Laser ist, daß keine Inversion im Signalübergang ν_{RL} notwendig ist [1190]. Die typische Schwelle des Raman-Lasers entsteht dadurch, daß wegen der großen Modenzahl eine sehr hohe Energiedichte der spontan emittierten Raman-Quanten notwendig ist, damit die stimulierte Raman-Emission über die spontane überwiegt und der Lawinenprozeß einsetzt.

Stimulierte Raman-Emission wurde zuerst von E. J. Woodbury et al. [679, 2611, 2612] bei Betrieb eines Rubin-Riesenimpuls-Lasers mit Nitrobenzol-Kerrzelle beobachtet. Inzwischen konnte der Wirkungsgrad der Frequenzumsetzung auf 30 % und die Spitzenleistung von Raman-Lasern auf über 100 kW gesteigert werden.

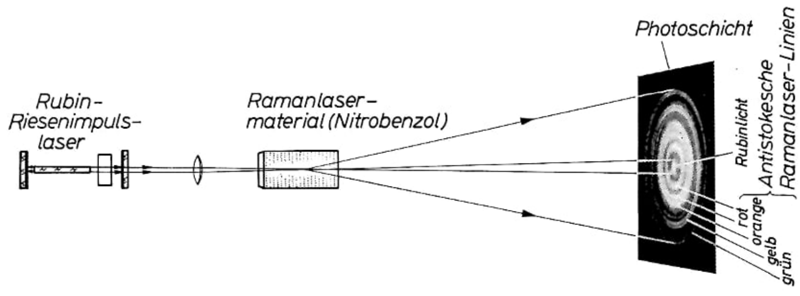


Bild 15—12 Raman-Laser.

a) Anordnung zur Beobachtung der stimulierten Raman-Emission nach A. L. SCHAWLOW; b) Ringe der Antistokeschen Emission auf einer Photoschicht in der Anordnung nach a) [2159] ist gegenüber von S. 320 als Farbbild wiedergegeben.

Bild (15—12a) zeigt eine Anordnung, bei welcher der Rubin-Laser-Strahl außerhalb des Resonators durch eine Linse auf das Raman-Medium gebündelt wird. Wegen des Impulserhaltungssatzes für die Lichtquanten laufen Quanten der Antistokeschen Linien je nach der Frequenz in definierten Kegeln zur Richtung des Pumplichtes. Bild (15—12b) zeigt einen farbigen Querschnitt durch den Strahl mit zahlreichen Antistokeschen Linien der Frequenzen $\nu_S = \nu_p + k\ \nu_R$, $k = 1, 2, 3 \ldots$ Der Raman-Laser-Strahl entsteht wegen der hohen Verstärkung durch lawinenartige Verstärkung der spontanen Raman-Emission ohne Resonator.

Außer in Nitrobenzol wurde stimulierte Raman-Emission in zahlreichen Flüssigkeiten, Festkörpern und Gasen untersucht [431, 467, 468, 577, 677, 845, 1073, 1076, 1239, 1544, 1736, 2054, 2055, 2056, 2370, 2414, 2668, 2737, 2832, 2896, 2915, 2916, 2917, 2928, 2973, 2985, 2991].

Die Anregung gelang mit niedrigem Wirkungsgrad auch mit normalen Rubin-Impuls-Lasern [846, 2412, 2413].

Theorie der stimulierten Raman-Emission: [39, 274, 277, 351, 352, 549, 711, 831, 1074, 1506, 1640, 1641, 1952, 1953, 2381, 2418, 2649, 2893, 2894, 3012, 3041].

c) Stimulierte Brillouin-Streuung

In analoger Weise zur stimulierten Raman-Emission kann im Fokus eines Rubin-Riesenimpulses stimulierte Brillouin-Streuung beobachtet werden. Hierbei regt das Pumpquant die gleichzeitige Emission eines Phonons und eines in der Frequenz gemäß der Phononener-

gie verschobenen Photons an. Es treten ebenfalls Stokesche und Antistokesche Linien mehrerer Ordnungen auf. Da die Brillouinlinien innerhalb der Linienbreite von Rubin liegen, wirkt der Rubinlaser selbst als Verstärker für die Linien, insbesondere wenn sich der Streukörper innerhalb des Laserresonators befindet.

Bei den Experimenten wurden zusätzliche akustische Schockwellen mit Kavitation in Flüssigkeiten und Bruch in Festkörpern beobachtet [348].

Literatur: [207, 349, 350, 469, 830, 1201, 2411, 2770, 2801, 2856, 3011].

d) Nichtlineare, parametrische Prozesse

P. A. Franken und Mitarbeiter beobachteten bei der Fokussierung eines Rubin-Laserstrahls mit $\lambda = 6943$ Å auf Quarz das Auftreten einer Welle doppelter Frequenz bei $\lambda = 3472$ Å [778].

Die Bildung von Oberwellen, Differenz- und Summenfrequenzen beim Auftreffen von Laserlicht auf Dielektrika läßt sich aus der Nichtlinearität der Verknüpfung zwischen Polarisation und Feldstärke bei hohen Feldstärken verstehen. Statt der im gesamten Bereich der klassischen, linearen Optik gültigen Beziehung

$$\mathfrak{P} = \varepsilon \mathfrak{E} \tag{15–13}$$

gilt genauer:

$$\mathfrak{P} = \varepsilon_1 \mathfrak{E} + \varepsilon_2 \mathfrak{E}^2 + \varepsilon_3 \mathfrak{E}^3 + \dots \tag{15–14}$$

Wenn wir zunächst von Komplikationen in anisotropen Materialien absehen, liefert das quadratische Glied $\varepsilon_2 \mathfrak{E}^2$ für eine monochromatische Welle der Frequenz ν eine kohärente zweite Harmonische der doppelten Frequenz $2\,\nu$ und eine Gleich-Polarisation (Rektifikation). Für zwei Wellen unterschiedlicher Frequenz entsteht die Summen- und die Differenzfrequenz. Die Verhältnisse sind also ganz ähnlich wie bei der Photomischung. Entsprechend liefert das Glied $\varepsilon_0 \mathfrak{E}^3$ die dritte Harmonische bei der Frequenz $3\,\nu$ usw. Indem wir das kubische Glied schreiben

$$\varepsilon_3 \mathfrak{E}^3 = (\varepsilon_3 \mathfrak{E}^2)\, \mathfrak{E} = \varepsilon' \mathfrak{E}, \tag{15–15}$$

sehen wir, daß die kubischen Effekte als durch eine Modulation des Brechungsindex erzeugte, parametrische Prozesse aufgefaßt werden können.

Wenn eines der Felder konstant ist, liefert das quadratische Glied bekannte klassische Effekte wie Kerreffekt, Pockellseffekt, Faradayeffekt etc.

In anisotropen Medien sind ε_1, ε_2, ε_3 . . . Tensoren. Es zeigt sich, daß in erster Näherung Frequenzverdopplung nur in Kristallen ohne Inversionszentrum auftritt [778].

Durch die Dispersion werden die Grundwelle und die Oberwelle nach einer Laufstrecke $L = \frac{\lambda}{2\,(\mu_\nu - \mu_{2\nu})}$ gegenphasig, so daß die Oberwelle ihrerseits wieder Energie an die Grundwelle abgibt. Die maximale Energie bei der Oberwelle tritt jeweils nach der Laufstrecke $\frac{kL}{2}$ auf. Damit blieb der Wirkungsgrad der Umsetzung bei den ersten Experimenten sehr klein.

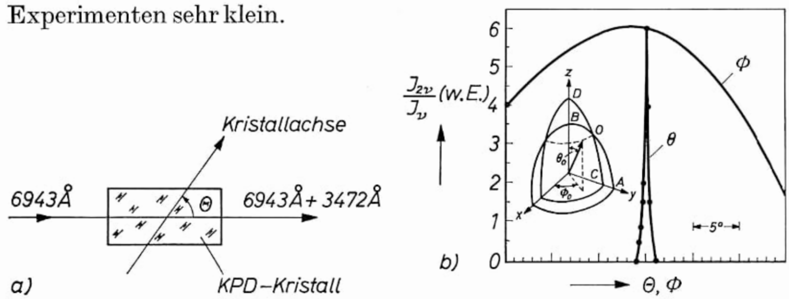


Bild 15—13 Frequenzverdopplung unter Phasenanpassung in doppelbrechenden Kristallen.
a) schematische Versuchsanordnung;
b) Einfluß der Kristallorientierung auf die Ausbeute der zweiten Harmonischen (nach P. D. MAKER u.a. [1597]).
Durch den Punkt A geht das Indexellipsoid für den ordentlichen Strahl der Grundwelle, durch den Punkt C das Indexellipsoid für den außerordentlichen Strahl bei der Harmonischen. Damit Phasenanpassung möglich ist, muß die Doppelbrechung größer sein als die Dispersion.

J. A. GIORDMAINE zeigte, daß durch Phasenanpassung (phase matching) der Grundwelle und der Oberwelle in einem doppelbrechenden Kristall die volle Kohärenzlänge für die Umwandlung ausgenutzt werden kann [709]. Nach Bild (15—13) wird dabei in einem doppelbrechenden Kristall der Strahl in eine Richtung eingestrahlt, in der der ordentliche Strahl der Grundwelle und der außerordentliche Strahl der Oberwelle gleiche Geschwindigkeit haben. Für das meistverwendete Material KDP liegt der Einstrahlwinkel Θ gegen die Kristallachse für Rubinlicht bei $\Theta = 52°$.

Mit dieser Methode ist es möglich, den Wirkungsgrad der Frequenzverdoppelung für Rubin-Riesenimpulse auf 20 bis 30 % zu steigern

und mit unfokussiertem Licht zu arbeiten. Eine merkliche Frequenzverdopplung kann bereits mit Gas-Lasern und kontinuierlichen Kristallasern erzielt werden. Da im Impulsbetrieb nahen UV Einzelimpulse von einigen 100 kW Spitzenleistung erzeugt werden können, ist die Kombination eines Rubin-Riesenimpuls-Lasers mit einem KDP-Frequenzverdoppler für Experimente verwendbar, die eine kurzwellige Lichtquelle voraussetzen. Die Oberwelle ist im gleichen Maß gebündelt und kohärent wie die Grundwelle.

Bild (15—14) (S. 320) zeigt in farbiger Wiedergabe eine Photographie der Frequenzverdopplung in ADP. Der von links eintretende Rubinlaserstrahl und die rechts austretende, auf der Farbphotographie blau erscheinende erste Oberwelle im nahen UV werden durch rauchgefüllte Glaströge sichtbar gemacht. Nach dem ADP-Kristall unterdrückt ein Filterglas die restliche Rubinstrahlung.

Theorie: [56, 73, 75, 95, 268, 270, 271, 273, 276, 447, 655, 778, 779, 879, 880, 881, 1081, 1198, 1349, 1732, 1851, 1917, 1918, 1919, 1986, 1987, 2095, 2297, 2743, 2810, 3076].

Verdopplung: [13, 24, 25, 57, 74, 89, 130, 275, 321, 326, 327, 555, 654, 656, 709, 828, 871, 1066, 1099, 1204, 1302, 1305, 1347, 1391, 1539, 1565, 1597, 1611, 1651, 1725, 1726, 1728, 1729, 1730, 1731, 2031, 2148, 2271, 2274, 2307, 2416, 2431, 2432, 2618, 2701, 2725, 2756, 2996].

Verdreifachung: [1598, 1599].

Rektifikation: [185, 335, 2099, 2708].

Nichtlineare Mischung und sonstige nichtlineare Effekte: [38, 83, 94, 184, 278, 345, 817, 1033, 1323, 1353, 1564, 1598, 1823, 1928, 2738, 2746, 2825, 2875, 2921, 2987, 2989 2994, 3044].

Bei Halbleiter-Lasern werden Oberwellen durch nichtlineare Prozesse innerhalb des Lasermaterials selbst gebildet. Da sie im Lasermaterial stark absorbiert werden [1611, 2274], tritt nur der in einer dünnen Oberflächenschicht gebildete Anteil in den Außenraum.

Die nichtlinearen optischen Prozesse liefern grundsätzlich die Möglichkeit, parametrische optische Oszillatoren mit variabler Frequenz zu realisieren [614, 1145, 1322, 1394]. Ein solcher, von 0,97 bis 1,15 μm abstimmbarer, parametrischer Lichtoszillator wurde mit $LiNbO_3$ als nichtlinearer Substanz von J. A. Giordmaine und R. C. Miller beschrieben (Phys. Rev. Letters **14**, 24 (1965) S. 973—976). Der parametrische Oszillator wurde bei 0,529 μm mit Einzelimpulsen gepumpt, die durch Verdopplung von Riesenimpulsen eines $CaWO_4:Nd^{3+}$-Lasers gewonnen wurden.

16. Übersicht über die bekannten Lasermaterialien

Nachdem relativ lange Zeit Rubin und Helium-Neon die beiden einzigen zur Verfügung stehenden Lasermaterialien waren, ist inzwischen die Zahl der bekannten Laserübergänge für den Einzelnen nahezu unübersehbar geworden. Wir werden im folgenden die in der Literatur beschriebenen Lasermaterialien und -Übergänge in tabellarischer Form zusammenstellen. Die angegebenen Betriebswerte sind in der Regel nur qualitativ untereinander vergleichbar, da sie von den jeweiligen Versuchsbedingungen abhängen. Die in den Tabellen angegebenen Literaturstellen weisen jeweils auf die ersten Mitteilungen über diesen Übergang oder auf besonders instruktive Arbeiten hin. Im Anschluß an die Tabellen wird die Literatur in grober Aufteilung zitiert, die sich mit den Eigenschaften und der Laserfunktion bestimmter Materialien befaßt. In die Tabellen wurden nur Übergänge aufgenommen, die in einem Laseroszillator nachgewiesen wurden, und die als gesichert gelten.

Infolge der Kompliziertheit der Termsysteme und der Unzahl von Inversionsmöglichkeiten in Gasen konnten wir in Kap. 4 im Rahmen unseres Themas nur einige typische Gaslaser vereinfacht darstellen. Zum tieferen Eindringen in die speziellen Probleme von Gaslasern sei auf die beiden ausgezeichneten Reviews [210, 2713] von W. R. Bennett Jr. hingewiesen. Wir haben in die Tabelle der Laserübergänge in Gasen die Angaben und kritischen Bemerkungen aus einer entsprechenden Tabelle von W. R. Bennett übernommen, unter Ergänzung auf den derzeitigen Stand. Eine Übersicht über die speziellen Übergänge in Ionenlasern mit kritischer Würdigung der getroffenen Zuordnungen ist bei W. B. Bridges und A. N. Chester [2742] zu finden.

Über die spektroskopischen Eigenschaften von Laserkristallen berichtet ein dreiteiliger Artikel von P. Görlich, H. Karras, G. Kötitz und R. Lehmann [926, 927, 928], über die speziellen Eigenschaften der als Wirtkristalle von Lasern interessanten Erdalkalihalogenide eine frühere Arbeit der gleichen Autoren [929, 930].

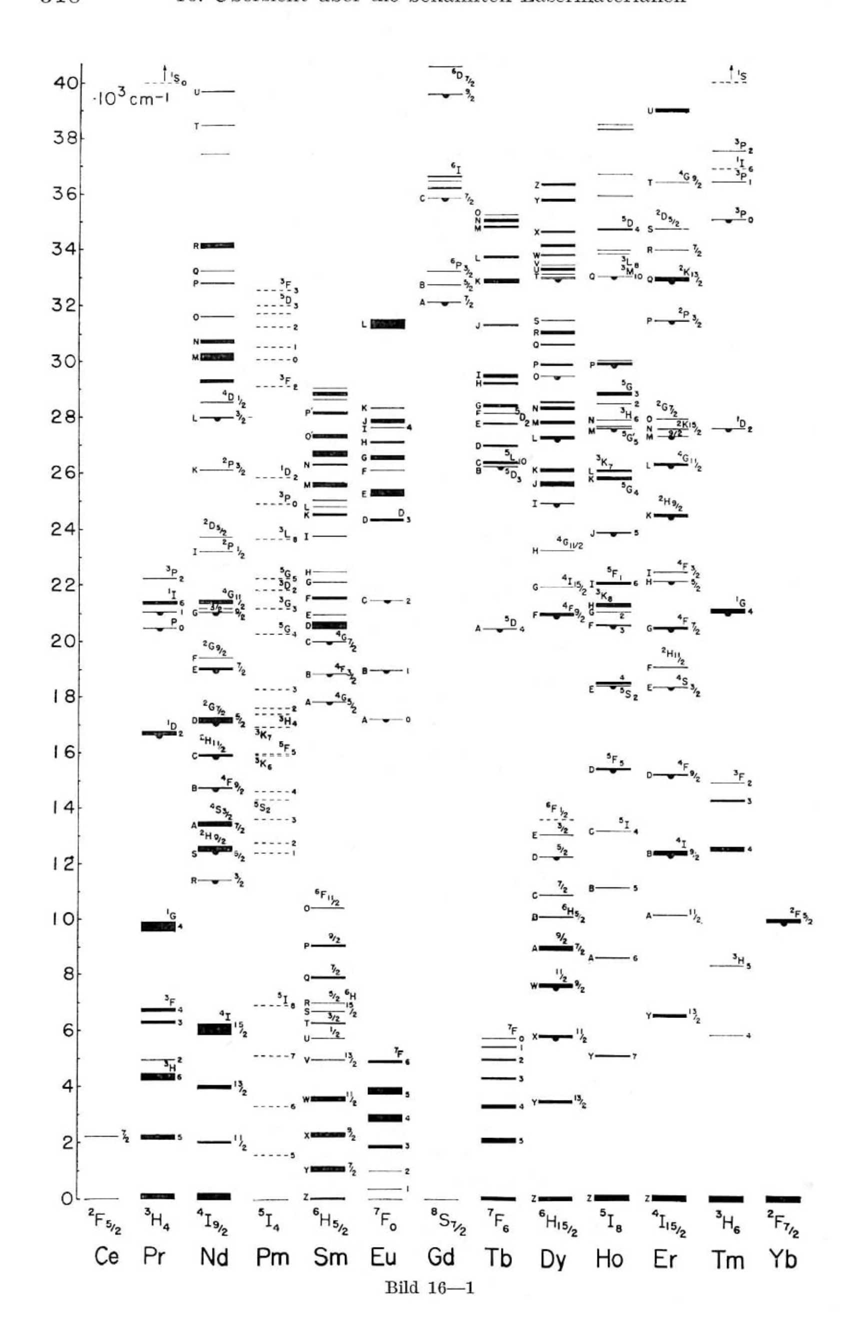
Von allen Übergängen in Gasen wird heute ganz überwiegend der im Sichtbaren liegende Übergang des Neon bei 0,6328 μm in dem bekannten Helium-Neon-Laser praktisch benützt. Dies ist darauf

zurückzuführen, daß lange Zeit der He-Ne-Laser allein für experimentelle Untersuchungen zur Verfügung stand, so daß dieser spezielle Übergang in zahlreichen Arbeiten eingehend analysiert wurde. In nächster Zeit wird sich das praktische Interesse wohl bevorzugt den Ionenlasern zuwenden, mit denen hohe Leistungen im Bereich 1—10 Watt erzeugt werden können, wobei noch offen ist, ob die Leistung pro Mode in gleichem Maß gegenüber den Werten beim He-Ne-Laser gesteigert werden kann wie die Gesamtleistung. Mit dem CO_2-Molekül-Laser konnten in letzter Zeit bei 10 μm Leistungen von 10—200 Watt mit Wirkungsgraden von 4 bis 10% in einem einzigen Mode erreicht werden.

Bei Kristall-Lasern hat die Entdeckung einer großen Zahl von 4-Niveau-Substanzen nicht zu einer Ablösung des an sich durch sein 3-Niveau-System extrem benachteiligten Rubin führen können. Rubin ist nach wie vor die wichtigste Lasersubstanz. Von den bekannten 4-Niveau-Materialien haben die meisten eine für praktische Anwendungen im Vergleich zu Rubin viel zu niedrige Ausgangsleistung und sind in der Mehrzahl nur bei tiefer Temperatur zu betreiben. Einzig Neodymlaser können bei Raumtemperatur mit vernünftigem Wirkungsgrad betrieben werden. Hier lag bisher die Schwierigkeit vor, daß die einen niedrigen Schwellwert liefernden Wirtmaterialien wie $CaWO_4$ nicht in optischer Qualität gezüchtet werden konnten, so daß solche Laser in der Regel nur eine geringe Leistung pro Mode lieferten. Mit Yttrium-Aluminium-Granat ist nunmehr ein kubisches Wirtmaterial für Neodymionen bekannt, das optisch homogen ist und damit in Zukunft einen praktisch brauchbaren Laser im nahen Infrarot realisierbar macht. Flüssigkeitslaser, bisher nahezu ausschließlich Europiumchelat-Laser, konnten die ursprünglichen Erwartungen bisher nicht erfüllen, so daß Rubin der einzige bei Raumtemperatur praktisch verwendbare Laser mit paramagnetischen Ionen ist, der im Sichtbaren emittiert.

Unter den Halbleiterlasern wird, wie allein ein Blick auf die Zahl der jeweils zitierten Literaturstellen zeigt, ganz überwiegend GaAs als Lasersubstanz untersucht und praktisch verwendet.

Die folgenden Bilder (16—1) bis (16—6) enthalten, in Ergänzung zu den Tabellen und zu den Angaben in Kap. 4, spektroskopische Daten und Materialeigenschaften einiger praktisch wichtiger Festkörperlaser. Bild (16—1) zeigt Termschemata der dreiwertigen Ionen der Seltenen Erden, Bild (16—2) die Anregungs- und Fluoreszenzspektren der wichtigsten zweiwertigen Ionen in CaF_2.



·10³ cm⁻¹
40
38
36
34
32
30
28
26
24
22
20
18
16
14
12
10
8
6
4
2
0
²F5/2
³H4
⁴I9/2
⁵I4
⁶H5/2
⁷F0
⁸S7/2
⁷F6
⁶H15/2
⁵I8
⁴I15/2
³H6
²F7/2
Ce
Pr
Nd
Pm
Sm
Eu
Gd
Tb
Dy
Ho
Er
Tm
Yb

Bild 16—1

Die Bilder (16—3) bis (16—6) zeigen einige Eigenschaften von Rubin und von Neodym in $CaWO_4$.

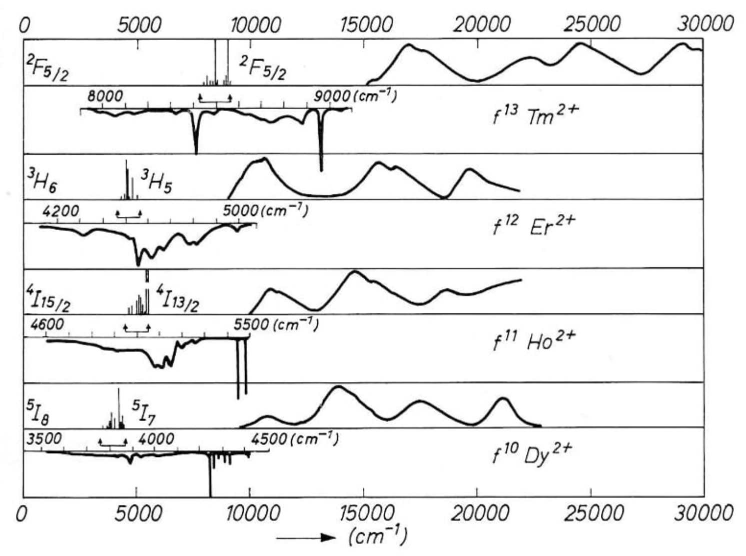


Bild 16—2 Anregungsspektren und Fluoreszenzspektren von zweiwertigen Seltenen Erden in CaF_2 (nach D. S. McCLURE, Z. J. KISS [1545]). Die Anregungsspektren sind in den meisten Fällen mit den Absorptionsspektren identisch; nur wenn F-Zentren vorhanden sind, findet keine Fluoreszenz statt. Die eingezeichneten Fluoreszenzspektren sind $f-f$ Übergänge; sie sind mit negativer Ordinatenrichtung jeweils zusätzlich mit gedehnter Abszisseneinteilung dargestellt.

Bild 16—1 Beobachtete Energieniveaus der dreiwertigen Seltenen Erden (nach G. H. DIEKE u.a. [632]). Die Breite der Linien deutet die Gesamtaufspaltung der Stark-Komponenten an. Von den durch einen Halbkreis gekennzeichneten Niveaus aus wurde Fluoreszenz beobachtet.

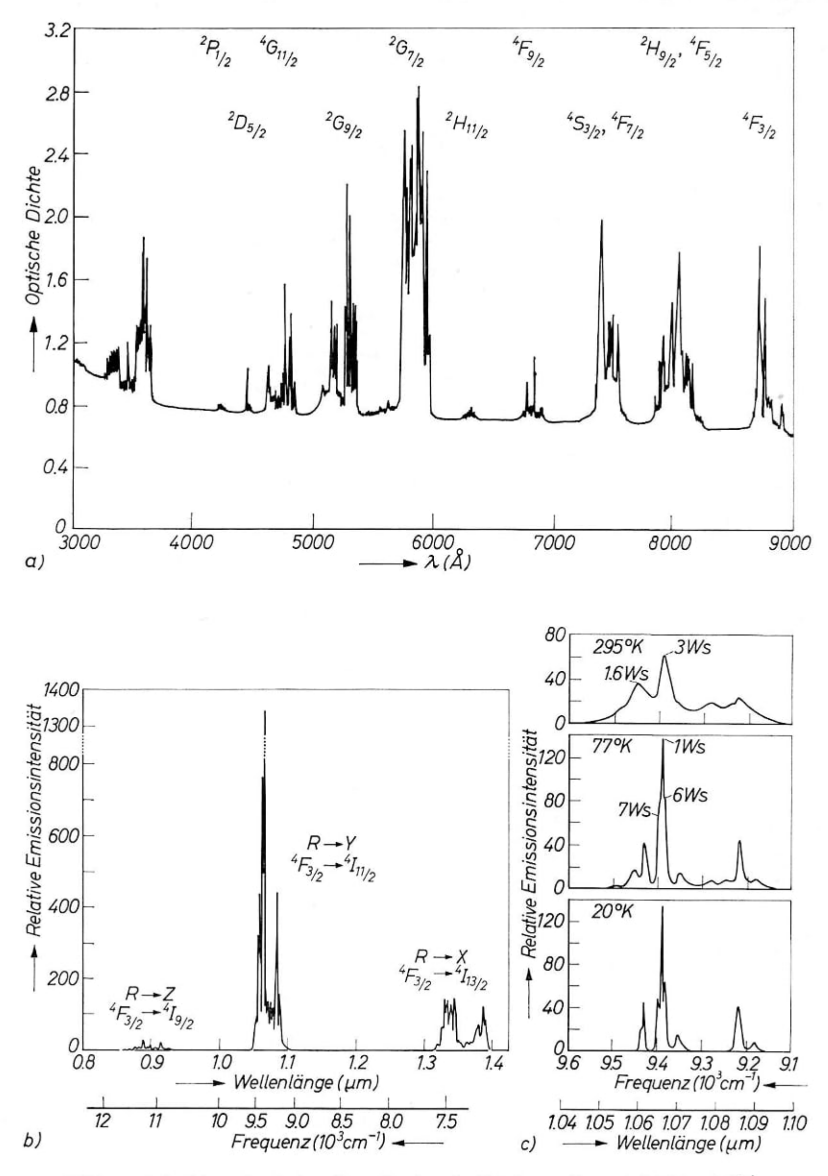


Bild 16—3 Spektren des dreiwertigen Neodym in Kalziumwolframat $CaWO_4 : Nd^{3+}$

a) Absorptionsspektrum bei 4 mm Probendicke für eine Dotierung von 1% Nd^{3+} (nach L. F. JOHNSON u.a. [1210]).

b) Fluoreszenzspektrum von $CaWO_4 : Nd^{3+}$ bei 77 °K (nach L. F. JOHNSON u.a. [1219]).

c) Fluoreszensspektrum der Übergänge $^4F_{3/2}$—$^4F_{11/2}$ in $CaWO_4 : Nd^{3+}$ bei Ladungskompensation durch Na^+ für 295 °K, 77 °K und 20 °K. Die Schwellwerte der in Emission beobachteten Linien sind angegeben (nach L. F. JOHNSON u.a. [1210]).

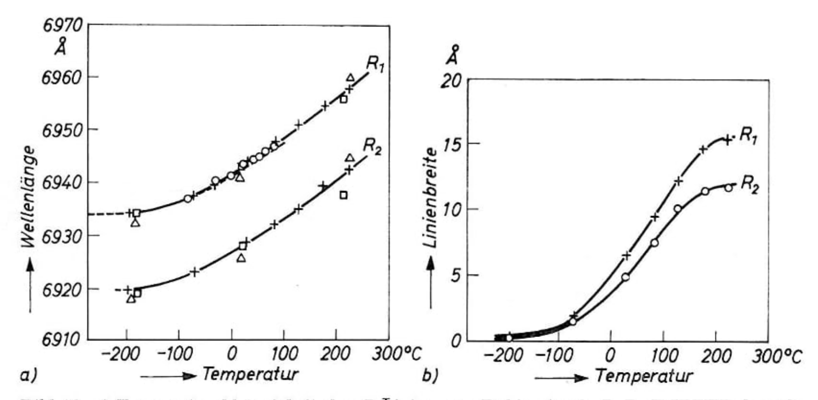


Bild 16—4 Temperaturabhängigkeit der R-Linien von Rubin. (nach J. P. WITTKE [2594]).
a) Temperaturverschiebung der Linienmitte,
b) Temperaturabhängigkeit der Linienbreite.
In Rubin normaler Qualität spalten die beiden Linien für Temperaturen unter 100 °K auf in je zwei Linien, entsprechend aufgelösten Übergängen zum aufgespaltenen Grundzustand.

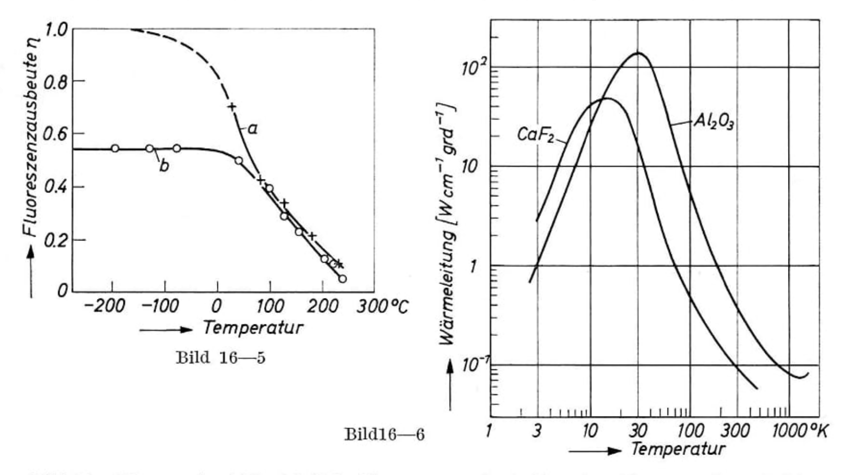


Bild 16—5 Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenzausbeute (Quantenwirkungsgrad) von Rubin. Kurve a nach J. P. WITTKE [2594] ist auf einen Wert von $\eta = 1$ bei 77 °K normiert, wie er nach T. H. MAIMAN [1593] allgemein angenommen wird. Nach den neueren Messungen von G. BURNS u.a. [415] gilt dieser Wert jedoch für ein wesentlich über die R-Linien hinausreichendes Spektralgebiet und umfaßt Übergänge unter Phononenemission. Für den Fluoreszenzwirkungsgrad der R-Linien allein ergibt nach G. BURNS u.a. [415] Kurve b einen wesentlich niedrigeren Wert von 0,55, der bis 20 °C temperaturunabhängig ist. Der weitere steile Abfall ist Folge einer starken Zunahme von Emissionsprozessen unter Anregung von Gitterschwingungen. Diese Messung klärt den Befund, daß der Wirkungsgrad von Rubinlasern den von MAIMAN abgeschätzten Wert nicht erreicht und daß die Temperaturabhängigkeit der Schwellenergie im Bereich $T < 300$ °K allein aus der wechselnden Boltzmannverteilung in den ^2E-Niveaus erklärt werden kann.

Bild 16—6 Wärmeleitvermögen von Al_2O_3 und CaF_2 in Abhängigkeit von der Temperatur (nach G. A. SLACK [2264, 2265]).

Literatur über Gaslaser:

Reviews: [210, 2710, 2713, 2739, 2740, 2741, 2742]

Allgemeines: [17, 18, 28, 29, 32, 34, 208, 209, 212, 329, 417, 546, 600, 708, 754, 757, 790, 900, 936, 961, 1013, 1065, 1090, 1438, 1467, 1601, 1737, 1761, 1877, 1933, 2012, 2337, 2448, 2512, 2572, 2644, 1782, 1783, 2711, 2714, 2715, 2752, 2758, 2759, 2830, 2837, 2843, 2878, 2897, 2952, 2971, 3013, 3056, 3071, 3126]

Neon, Helium-Neon: [59, 68, 69, 140, 163, 201, 203, 213, 215, 216, 219, 220, 222, 226, 279, 280, 288, 289, 290, 304, 305, 323, 357, 378, 425, 457, 463, 483, 542, 543, 544, 547, 548, 601, 615, 652, 666, 718, 719, 753, 832, 847, 862, 897, 898, 921, 922, 923, 992, 993, 994, 1016, 1031, 1034, 1050, 1055, 1080, 1084, 1085, 1086, 1088, 1093, 1136, 1187, 1188, 1191, 1193, 1196, 1197, 1246, 1315, 1357, 1365, 1368, 1388, 1415, 1416, 1418, 1518, 1546, 1554, 1557, 1558, 1559, 1560, 1579, 1645, 1658, 1670, 1696, 1709, 1776, 1852, 1855, 1856, 1859, 1860, 1879, 1888, 1889, 1890, 1893, 1894, 1895, 1897, 1931, 1968, 1978, 2039, 2041, 2042, 2044, 2045, 2084, 2085, 2087, 2088, 2089, 2090, 2126, 2167, 2215, 2268, 2270, 2276, 2331, 2332, 2405, 2406, 2428, 2442, 2471, 2472, 2481, 2482, 2485, 2494, 2495, 2524, 2543, 2562, 2563, 2564, 2566, 2568, 2569, 2570, 2586, 2592, 2593, 2646, 2661, 2704, 2731, 2732, 2781, 2782, 2783, 2784, 2786, 2826, 2833, 2842, 2919, 2935, 2963, 2990, 3043, 3045, 3109, 3116, 3126]

Helium: [208, 210, 216, 218, 508, 1155, 1889, 2164, 2781]

Argon: [217, 221, 356, 717, 917, 1054, 1130, 1243, 1555, 1559, 1897, 2086, 2712, 2713, 2739, 2740, 2759, 2765, 2766, 2952, 2990, 3027]

Xenon: [210, 353, 355, 530, 571, 717, 719, 917, 959, 1053, 1559, 1566, 1857, 1885, 1889, 1891, 1895, 2419, 2530, 2739, 2740, 2759, 2771, 2898]

Krypton, Edelgase: [210, 457, 716, 717, 959, 1439, 1559, 1566, 1889, 1897, 2335, 2739, 2740, 2952, 2990,]

Cäsium: [210, 552, 1045, 1179, 1827, 1999, 2000]

Chlor: [1555, 1858, 1861, 3111]

Brom: [1897, 1898]

Jod: [766, 767, 1202, 1280, 2043, 3111, 3117]

Quecksilber: [199, 281, 354, 651, 863, 959, 1051, 1052, 1054, 1862, 1931, 2043, 2661, 2663, 2698]

Kohlenstoff: [304, 1556, 1897, 1898, 2739, 2740]

Schwefel: [1897, 1898]

Sauerstoff: [208, 210, 214, 1056, 1170, 1556, 1897, 1898, 2739, 2740, 2759]

Stickstoff: [461, 1056, 1147, 1556, 1668, 1897, 1898, 2739, 2740, 2759, 2821, 2904]

Ammoniak: [2930]

Kohlenmonoxyd: [461, 521, 522, 1056, 1669, 1896]

Kohlendioxyd: [1882, 1884, 1885, 1886, 1887, 1892, 2854, 2958, 3095]

Stickstoffoxydul: [1147, 1884, 2931]

Wasser: [2593, 2768, 2930]

Schweres Wasser: [2768, 2930, 3120]

Wasserstoff: [2709]

Chlorwasserstoff: [3129]

Cyane: [3120]

Metalldämpfe (Pb, Zn, Cd): [2805] und J. E. E. E. **QE 1**, 3 (1965) S. 132

Literatur über Festkörperlaser

Review über Materialeigenschaften und spektroskopische Daten von Festkörperlasern: [926, 927, 928,]

Allgemeines: [65, 200, 300, 315, 616, 729, 822, 833, 868, 971, 1039, 1592, 1606, 1644, 1836, 1843, 1845, 1948, 1995, 2104, 2438, 2439, 2444, 2451, 2505, 2829, 2945, 3031, 3103, 3124]

Eigenschaften von Laserkristallen: [100, 630, 631, 632, 929, 930, 962, 963, 982, 1114, 1137, 1245, 1513, 1514, 1529, 1605, 1864, 1865, 1979, 1984, 2163, 2264, 2265, 2363, 2394, 3053, 3113]

Kristalle mit Seltenen Erden: [103, 427, 436, 613, 620, 1069, 1078, 1116, 1209, 1231, 1321, 1400, 1515, 1545, 1553, 1604, 1909, 1969, 2232, 2233, 2308, 2469, 2499, 2500, 2501, 2538, 2660, 2815]

Materialeigenschaften von Korund und Rubin Al_2O_3:Cr^{3+}: [22, 23, 76, 81, 82, 99, 123, 205, 239, 295, 342, 367, 415, 488, 564, 597, 598, 635, 636, 658, 678, 724, 738, 744, 760, 801, 866, 867, 887, 911, 983, 985, 987, 1108, 1134, 1160, 1186, 1238, 1243, 1252, 1313, 1314, 1326, 1350, 1473, 1487, 1510, 1512, 1550, 1624, 1625, 1626, 1739, 1777, 1811, 1844, 1941, 2058, 2106, 2153, 2154, 2177, 2183, 2184, 2185, 2188, 2221, 2328, 2385, 2386, 2392, 2393, 2446, 2447, 2502, 2540, 2577, 2578, 2579, 2610, 2773, 2801, 2814, 2834, 2907, 2913, 2924, 2925, 2950, 2956, 2997, 3087, 3115]

Stimulierte Emission in Quarz [?]: [193, 194, 195, 196]

Stimulierte Emission in organischen Materialien [?]
[1230, 1306, 1750, 1751, 2373, 2702]

Rubinlaser Al_2O_3:Cr^{3+}: [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 12, 15, 26, 104, 110, 229, 230, 243, 244, 250, 253, 254, 256, 258, 283, 293, 302, 308, 309, 338, 349, 379, 386, 404, 432, 475, 480, 491, 495, 496, 514, 515, 536, 556, 587, 588, 594, 607, 608, 618, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 807, 834, 843, 849, 855, 885, 886, 969, 986, 988, 1068, 1082, 1083, 1130, 1146, 1151, 1153, 1224, 1240, 1316, 1325, 1327, 1375, 1376, 1377, 1378, 1382, 1384, 1406, 1408, 1410, 1466, 1469, 1470, 1490, 1491, 1492, 1493, 1494, 1495, 1532, 1541, 1542, 1567, 1568, 1580, 1584, 1585, 1586, 1587, 1589, 1593, 1594, 1647, 1659, 1715, 1741, 1745, 1746, 1802, 1803, 1804, 1807, 1809, 1903, 1949, 2023, 2061, 2062, 2063, 2064, 2067, 2068, 2069, 2071, 2072, 2073, 2074, 2076, 2078, 2079, 2080, 2081, 2082, 2119, 2120, 2162, 2227, 2245, 2246, 2355, 2356, 2357, 2358, 2359, 2361, 2362, 2366, 2367, 2369, 2371, 2372, 2402, 2403, 2509, 2533, 2541, 2576, 2580, 2594, 2597, 2612, 2619, 2620, 2647, 2762, 2777, 2795, 2817, 2824, 2831, 2847, 3037, 3040, 3055, 3066, 3125, 3127]

Neodymlaser Review: [1209,]

YAG:Nd^{3+}: [870, 1339]

$CaWO_4$:Nd^{3+}: [231, 359, 454, 533, 683, 838, 966, 968, 970, 984, 1209, 1210, 1212, 1215, 1216, 1219, 1222, 1296, 1300, 1474, 1627, 1784, 1785, 1786, 1787, 1816, 1863, 1927, 2010, 2075, 2692, 2835, 2874, 2914, 3010]

Sonstige Kristalle: [119, 669, 743, 1132, 1133, 1208, 1209, 1220, 1221, 1262, 1269, 1271, 1927, 2295]

Neodymglas: [820, 1263, 1301, 1359, 1360, 1672, 1673, 1674, 1675, 1683, 1684, 1695, 1778, 1908, 2249, 2282, 2283, 2284, 2285, 2287, 2290, 2360, 2426, 2453, 2614, 2640, 2641, 2642, 2734, 2947, 2966]

CaF_2 : Dy^{2+}-Laser. [1038, 1207, 1329, 1330, 1332, 1334, 1335, 1336, 1337, 1338, 1511, 2075, 2117, 2630, 2631]

Wirtsmaterial	Laser
CaF_2 $CaWO_4$ YAG* $Ca(NbO_3)_2$ SrF_2	: **Tm^{2+}** und **Tm^{3+}-Laser:** [119, 668, 819, 1209, 1211, 1331, 1333, 1338, 1340, 2631]
$CaWO_4$ YAG* CaF_2 $Ca(NbO_3)_2$ Glas	: **Ho^{3+}-Laser:** [119, 819, 1209, 1214, 1672, 2631]
CaF_2 SrF_2	: **Sm^{2+}-Laser:** [361, 376, 835, 836, 1236, 1374, 1998, 2313, 2316, 2317, 2318, 2319, 2320, 2609, 2631]
$CaWO_4$ $SrMoO_4$ $Ca(NbO_3)_2$ LaF_3	: **Pr^{3+}-Laser:** [119, 380, 1096, 1209, 2298, 2554, 2636, 2639]
CaF_2 Glas YAG* LaF_3 $CaWO_4$ $Ca(NbO_3)_2$ Er_2O_2	: **Er^{3+}-Laser:** [119, 1209, 1337, 1401, 1967, 2292, 3022]
YAG* Glas	: **Yb^{3+}-Laser:** [698, 820, 821, 827, 1910, 2292]

Gadoliniumglas-Laser: [818]

Wirtsmaterial	Laser
CaF_2 BaF_2	**U^{3+}-Laser:** [46, 312, 322, 810, 1971, 1972, 1973, 1974, 2313, 2314, 2315, 2596, 3072]
MgF_2 ZuF_2	**Co^{2+}-Laser:** [1217, 1548, 1551]

MgF_2 : Ni^{2+}-Laser: [1218, 1548, 1551]

Y_2O_3 : Eu^{3+}-Laser: [2755]

Europiumchelat-Laser (Eu^{3+}): [249, 360, 1148, 1149, 1150, 1459, 1460, 1461, 1530, 1699, 1798, 1828, 1834, 2036, 2135, 2136, 2137, 2138, 2170, 2171, 2172, 2174, 2589, 2608, 2671, 2724, 2903, 3132]

Terbiumchelat-Laser: [1148, 1150]

F-Zentren (KCl)-Laser: [2811]

Exzitonen (KBr)-Laser: [733] und Appl. Phys. Letters **7**, 4 (1965) S. 103–106.

* L. F. Johnson, J. E. Geusic, L. G. Van Uitert Appl. Phys. Letters **7**, 5 (1965) S. 127–129.

Literatur über Halbleiterlaser

Reviews und spezielle Arbeiten: [30, 131, 155, 416, 664, 995, 1003, 1319, 1444, 1445, 1763, 1791, 1819, 2587, 2850, 2851, 2872, 2899, 2941, 2951, 2984, 3004, 3069, 3105]

Vorschläge: [156, 162, 223, 233, 234, 235, 733, 1396, 1447, 1912, 2200, 2516, 2529, 2534, 2535]

Materialeigenschaften von Halbleitern: [173, 428, 440, 446, 662, 663, 956, 957, 960, 1001, 1047, 1107, 1426, 1449, 1618, 1712, 1752, 1754, 1769, 2025, 2216, 2648, 2982]

Materialeigenschaften von Galliumarsenid: [55, 64, 78, 101, 260, 442, 445, 715, 781, 808, 809, 1129, 1165, 1307, 1308, 1311, 1420, 1430, 1522, 1524, 1678, 1680, 1706, 1707, 1720, 1792, 1793, 1806, 2152, 2452, 2482, 2492, 2551, 2583, 2588, 2624, 2852, 3070, 3073]

Halbleiterlaser, Allgemeines: [61, 142, 144, 301, 429, 633, 634, 735, 829, 956, 1001, 1020, 1310, 1433, 1434, 1437, 1457, 1577, 1642, 1825, 1936, 2037, 2195, 2196, 2197, 2274, 2441, 2632, 2635]

GaAs-Laser: [60, 79, 80, 105, 143, 297, 344, 346, 363, 407, 409, 412, 413, 414, 437, 441, 465, 476, 527, 535, 537, 559, 562, 648, 649, 650, 665, 694, 695, 722, 725, 726, 728, 762, 763, 765, 811, 828, 908, 1004, 1097, 1128, 1139, 1140, 1159, 1277, 1303, 1304, 1320, 1380, 1419, 1425, 1440, 1441, 1475, 1531, 1578, 1611, 1643, 1676, 1677, 1701, 1702, 1703, 1704, 1705, 1708, 1738, 1744, 1779, 1780, 1788, 1789, 1790, 1794, 1795, 1796, 1805, 1808, 1824, 1943, 1944, 1947, 1990, 1996, 1997, 2116, 2175, 2309, 2310, 2353, 2483, 2525, 2552, 2555, 2583, 2585, 2633, 2634, 2792, 2844, 2859, 2884, 2995, 3019, 3078, 3105]

$GaAs_XP_{1-X}$-Laser: [31, 44, 410, 558, 727, 798, 1117, 1118, 1119, 1120, 1121, 1945, 1946, 2006, 2450, 2787, 3074]

In As_XP_{1-X}-Laser: [37]

In P-Laser: [411, 2550, 2968]

In As-Laser: [1685, 1689, 1691, 2717, 2909, 2933, 3105]

In Sb-Laser: [1686, 1688, 1935, 1939, 1937, 1938, 3105, 3110]

(In_X Ga_{1-X}) As-Laser: [1690]

Pb Se-Laser: [424, 1232, 2751, 2857]

Pb S-Laser: [2857, 2976]

Pb Te-Laser: [423, 1232, 2857]

Cd S-Laser: [143 2909, 3105]

Cd Te-Laser: [3105]

Ga Sb-Laser: [2718, 2785, 2760, 3105]

Te-Laser: [2716]

Diskussion über **SiC-„Laser“:** [956, 1001]

Weitere Literatur zu Kapitel 16

[72, 264, 358, 399, 450, 507, 524, 525, 731, 736, 737, 979, 1104, 1446, 1654, 1724, 2234, 2686, 2723, 2728, 2729, 2768, 2942, 3119]

Tabelle (16–1)

Übergänge in Gasen

	Wellenlänge in Luft λ (μm)	Spektrum	Übergang	Betriebsbedingungen*	Bemerkungen	Literatur	
	1	2	3	4	5	6	
	Argon						
1	0,262490	Ar IV	$4p'^2D^\circ{}_{5/2} \to 4s'\,^2D_{5/2}$	Röhre 100 cm; 0,4 cm ∅	Bei den UV-Linien wird	[2759]	1
2	0,275391	Ar III	—	0,001—0,1 Torr; gepulst	die Verstärkung für kleinere	[2739] [2740] [2759]	2
3	0,288424	Ar III	$4p'^3P_2 \to 4s'^3D^\circ{}_3$		Röhrendurchmesser nicht	[2759]	3
4	0,2913	Ar IV	$4p^2D^\circ{}_{5/2} \to 4s^2P_{3/2}$		wie bei den meisten Linien	[2739] [2740]	4
5	0,2926	Ar IV	$4p\,^2D^\circ{}_{3/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$		im Sichtbaren und IR höher	[2739] [2740]	5
6	0,300264	Ar II?	$(^3P_1)5f[2]^\circ{}_{5/2} \to 3d'\,^2D_{3/2}$		sondern ab 4 mm ∅ nied-	[2739] 2740] [2759]	6
7	0,3024	Ar III	$4p''\,^3D_3 \to 4s'\,^3P^\circ{}_2$		riger	[2739] [2740]	7
8	0,3047	Ar II	$(?)(^3P_1)4f[3]^\circ{}_{5/2} \to 3d'\,^2F_{7/2}$			[2739] [2740]	8
9	0,3055	Ar III	$4p''\,^3D_2 \to 4s''\,^3P^\circ{}_1$			[2739] [2740]	9
10	0,3336	Ar III	$4p'\,^3F_4 \to 4s'\,^3D^\circ{}_3$			[2739] [2740]	10
11	0,3344	Ar III	$4p'\,^3F_3 \to 4s'\,^3D^\circ{}_2$			[2739] [2740]	11
12	0,3358	Ar III	$4p'\,^3F_2 \to 4s'\,^3D^\circ{}_1$			[2739] [2740]	12
13	0,3511	Ar III	$4p\,^3P_2 \to 4s\,^3S^\circ{}_1$		stark	[1555] [2739] [2740[	13
14	0,3514	Ar III	$4p\,^3P_1 \to 4s\,^3S^\circ{}_1$			[1555] [2739] [2740]	14
15	0,3576	Ar II	$4d\,^4F_{7/2} \to 4p\,^4D_{5/2}$			[2739] [2740]	15
16	0,36379	Ar ?	—			[1555] [2739] [2740]	16
17	0,3705	Ar II oder III (?)	—	höherer Druck		[2739] [2740]	17
18	0,37953	Ar III	$4p''\,^3D_3 \to 3d''\,^3P^\circ{}_2$			[2739] [2740]	18
19	0,38583	Ar III	$4p''\,^3D_2 \to 3d''\,^3P^\circ{}_1$			[2739] [2740]	19
20	0,4089	(?)	—		schwach	[2739] [2740]	20
21	0,41467	Ar III	$4p'\,^3P_2 \to 4s''\,^3P^\circ{}_2$			[2739] [2740]	21
22	0,41829	Ar III (?)	—		stark	[2739] [2740]	22

* Als Verstärkung geben wir den die 1 übersteigenden Wert an.

23	0,43707	Ar II	$4p'\,^2D^\circ_{3/2} \to 3d\,^2D_{3/2}$			[2739] [2740]	23
24	0,4482	Ar II	$4p\,^2D^\circ_{5/2} \to 3d\,^2D_{5/2}$			[2742]	24
25	0,45450	Ar II	$4p\,^2P^\circ_{3/2} \to 4s\,^2P_{3/2}$	gepulste Ar II-Schwingungen treten bevorzugt bei niedrigen Drucken von 0,01—0,04 Torr und bei Strömen von $i = 10^3$ A/cm² auf.	kont.	[356] [917] [2739] [2740]	25
26	0,45793	Ar II	$4p\,^2S^\circ_{1/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$		kont., stark	[217] [221] [356] [917] [1054] [2712] [2739] [2740] [2765] [2766]	26
27	0,46095	Ar II	$4p'\,^2F^\circ_{7/2} \to 4s'\,^2D_{5/2}$			[2739] [2740]	27
28	0,4645	(?)	—		schwach	[2739] [2740]	28
29	0,46579	Ar II	$4p\,^2P^\circ_{1/2} \to 4s\,^2P_{3/2}$		kont. stark	[217] [221] [356] [917] [2712] [2739] [2740] [2765] [2766]	29
30	0,47268	Ar II	$4p\,^2D^\circ_{3/2} \to 4s\,^2P_{3/2}$	alle Linien außer 0,4609 µm und 0,4645 µm kontinuierlich bei Beimischung von Hg für i = 15 A/cm² (P_{Hg} = 0,001 Torr, P_{Ar} = 0,2—0,3 Torr)	kont.	[2739] [2740] [356] [917]	30
31	0,47649	Ar II	$4p\,^2P^\circ_{3/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$		kont., gepulst Superstrahlung mit > 10db/m für 2 mm ⌀	[217] [221] [917] [1054] [2712] [2739] [2740] [2765] [2766]	31
32	0,48799	Ar II	$4p\,^2D^\circ_{5/2} \to 4s\,^2P_{3/2}$				32
33	0,48890	Ar II	$4p\,^2P^\circ_{1/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$			[2739] [2740]	33
34	0,49651	Ar II	$4p\,^2D^\circ_{3/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$		kont., gepulst Superstrahlung	[217] [221] [356] [917] [2712] [2739] [2740] [2765] [2766]	34
35	0,4992	Ar III ?	—	kont. Ar II-Schwingungen bevorzugt bei hohen Drucken von P_{Ar} = 0,2—0,5 Torr		[2742]	35
36	0,50171	Ar II	$4p'\,^2F^\circ_{5/2} \to 3d\,^2D_{3/2}$		kont., stark	[217] [221] [356] [2712] [2739] [2740] [2765] [2766]	36
37	0,51418	Ar II	$4p'\,^2F^\circ_{7/2} \to 3d\,^2D_{5/2}$			[2739] [2740]	37
38	0,51453	Ar II	$4p\,^4D^\circ_{5/2} \to 4s\,^2P_{3/2}$		sehr stark; höchste kontinuierliche Leistung 1—10 W	[217] [221] [356] [917] [1054] [2712] [2739] [2740] [2765] [2766]	38
39	0,5287	Ar II	$4p\,^4D^\circ_{3/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$			[2739] [2740]	39
40	0,5502	Ar III	$4p'\,^3D_3 \to 4s''\,^3P^\circ_2$			[2739] [2740]	40
41	0,7503	Ar I (?)	$2p_1 \to 1s_2$	Argon-Neon (Helium) bei niedrigem Ar-Druck		[2739] [2740]	41
42	0,8780	Ar II (?)	$4p\,^2P_{3/2} \to 4s\,^2D_{5/2}$			[2742]	42
43	1,0923	Ar II	$4p\,^2P_{3/2} \to 3d\,^2D_{5/2}$			[2742]	43
44	1,6180	Ar I	$2s_5 \to 2p_3$	P_{Ar} = 0,05 Torr	kont.	[210] [1243]	44
45	1,6941	Ar I	$3d_3 \to 2p_6$	$P_{Ar} \approx$ 0,03 Torr; V = 0,03/m für 7 mm ⌀	kont. ~ 0,5 mW	[210] [1243]	45
46	1,793	Ar I	$3d_5 \to 2p_6$, $3d_6 \to 2p_7$ (?)	$P_{Ar} \approx$ 0,03 Torr	kont.	[210] [1243]	46

	Wellen-länge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
47	2,0616	Ar I	$3d_3 \rightarrow 2p_3$	$P_{Ar} \approx 0{,}03$ Torr; $V = 0{,}03$/m für 7 mm ⌀	kont. ~ 1 mW	[210] [1243]	47
48	2,0986	Ar I	$3d_5 \rightarrow 2p_5$	$P_{Ar} \approx 0{,}012$ Torr		[2952]	
49	2,1332	Ar I	$3d_5 \rightarrow 2p_4$	$P_{Ar} \approx 0{,}05$ Torr		[1897]	49
50	2,1534	Ar I	$3d_3 \rightarrow 2p_2$	$P_{Ar} \approx 0{,}018$ Torr		[2952]	50
51	2,2038	Ar I	$3d_6 \rightarrow 2p_4$ (?)	alle Linien kontinuierlich in reinem Argon mit $P_{Ar} \approx 0{,}05$ Torr bei relativ niedrigen HF- oder Gleichstromdichten	eine Anregung der von p-Niveaus ausgehenden Laserübergänge durch Elektronenstöße ist unwahrscheinlich; vermutlich geht die Anregung durch Elektronenstoß metastabiler Niveaus oder durch Laser-Kaskaden vor sich	[717] [1897]	51
52	2,2077	Ar I	$3d_5 \rightarrow 2p_3$			[717]	52
53	2,3132	Ar I	$3d_5 \rightarrow 2p_2$			[717] [1897]	53
54	2,3966	Ar I	$3d_6 \rightarrow 2p_2$			[717] [1897]	54
55	2,5008	Ar I	$6s''_1 \rightarrow 4p_{10}$			[717] [1897]	55
56	2,5487	Ar I	$3p_9 \rightarrow 3d_4$			[717] [1897]	56
57	2,5504	Ar I	$3p_5 \rightarrow 2s_4$			[717]	57
58	2,5627	Ar I	$6s''_1 \rightarrow 4p_9$			[1897]	58
59	2,5661	Ar I	$3p_1 \rightarrow 2s_2$			[717]	59
60	2,6836	Ar I	$3p_7 \rightarrow 3d''_1$			[717] [1897]	60
61	2,7357	Ar I	$3p_2 \rightarrow 3s''_1$			[717] [1897]	61
62	2,8195	Ar I	$3p_4 \rightarrow 2s_3$ (?)			[717]	62
63	2,8238	Ar I	$3p_6 \rightarrow 2s_4$			[717] [1897]	63
64	2,8776	Ar I	$3p_9 \rightarrow 2s_5$			[717]	64
65	2,8836	Ar I	$3p_6 \rightarrow 3d'_1$			[717] [1897]	65
66	2,9273	Ar I	$3p_5 \rightarrow 3d_2$			[717] [1897]	66
67	2,9788	Ar I	$3p_8 \rightarrow 2s_4$			[717] [1897]	67
68	3,0454	Ar I	$3p_8 \rightarrow 3d'_1$			[717] [1897]	68
69	3,0988	Ar I	$3p_9 \rightarrow 3d'_1$			[717] [1897]	69
70	3,1325	Ar I	$3p_{10} \rightarrow 2s_5$ (?)			[717]	70
71	3,1338	Ar I	$4p_3 \rightarrow 4d''_1$			[1897]	71
72	4,9146	Ar I	$4p_3 \rightarrow 4s''_1$			[717] [1897]	72
73	4,9496	Ar I	$5d''_1 \rightarrow 4U(J = 3)$			[717]	73
74	5,1203	Ar I	$4p_9 \rightarrow 4d_4$ (?)			[717]	74
75	5,1205	Ar I	$5d_4 \rightarrow 4\,V(J = 4)$			[1897]	75
76	5,4666	Ar I	$5d'_4 \rightarrow 4\,V(J = 5)$ (?)			[717] [1897]	76

Nr.	λ	Element	Übergang	Betriebsbedingungen	Bemerkungen	Literatur	Nr.
77	5,4680	Ar I	$5d'_4 \rightarrow 4\,V(J=4)$ (?)	alle Linien kontinuierlich in reinem Argon mit $P_{\mathrm{Ar}} \approx 0{,}05$ Torr bei relativ niedrigen HF- oder Gleichstromdichten	eine Anregung der von p-Niveaus ausgehenden Laserübergänge durch Elektronenstöße ist unwahrscheinlich; vermutlich geht die Anregung durch Elektronenstoß metastabiler Niveaus oder durch Laser-Kaskaden vor sich	[717]	77
78	5,8461	Ar I	$4p_5 \rightarrow 3s_4$ (?)			[717] [1559]	78
79	6,0515	Ar I	$4d_5 \rightarrow 3p_8$			[717] [1897]	79
80	6,9410	Ar I	$4d_2 \rightarrow 3p_4$ } (?)			[717] [1897]	80
81	6,9429	Ar I	$4p_2 \rightarrow 3s_2$ } (?)			[717]	81
82	7,2147	Ar I	$4p_{10} \rightarrow 3s_5$			[717] [1559]	82
83	7,7982	Ar I	$4\,X\,(J=2) \rightarrow 4d_3$ } (?)			[717]	83
84	7,8002	Ar I	$4\,X\,(J=1) \rightarrow 4d_3$ } (?)			[717]	84
85	7,8042	Ar I	$4s_2 \rightarrow 4p_2$			[1897]	85
86	12,138	Ar I	$4s'_1 \rightarrow 4X(J=1)$ } (?)			[717] [1897]	86
87	12,188	Ar I	$4s'_1 \rightarrow 4X(J=2)$ } (?)			[717]	87
88	15,032	Ar I	$5s''_1 \rightarrow 5\,Y(J=3)$ } (?)			[717] [1559]	88
89	15,037	Ar I	$5s''_1 \rightarrow 5\,Y(J=2)$ } (?)			[717]	89
90	26,937	Ar I	$4s''_1 \rightarrow 4\,Y(J=3)$ } (?)			[717] [1897]	90
91	26,956	Ar I	$4s''_1 \rightarrow 4\,Y(J=2)$ } (?)				91
	Brom (?) (siehe auch Nr. 776–780)						
92	0,844628			kont. Schwingungen wurden in Argon-Bromgemischen mit $P_{\mathrm{B}_2} \approx 0{,}09$ Torr und $P_{\mathrm{Ar}} \approx 1{,}8$ Torr beobachtet.	0,7 m W Metastabile Argonatome könnten eine Dissoziationsanregung auslösen $Br_2 \rightarrow Br + Br\,(5\,p\,^4D)$	[1897] [1898]	92
93	0,844638				0,06 m W Die Übergänge wurden jedoch nicht hinlänglich identifiziert und könnten auf Ver-		93
94	0,844670	Br I(?)	$5p\,^4D^\circ{}_{3/2} \rightarrow 5s\,^4P_{3/2}$		0,1 m W unreinigungen zurückzuführen sein.		94
95	0,844679		gemessen 0,844652		0,3 m W z. Bsp: OI → 0,844626 OI → 0,844637 OI → 0,844676 aus $3p\,^3P_{1,2,0} \rightarrow 3s\,^3S_1^0$ (diese Linien treten in Ar-O_2-Mischungen auf)		95

	Wellen-länge in Luft λ (µm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
	Cäsium						
96	3,2040	Cs I	$8p\,^2P^\circ_{1/2} \to 6d\,^2D_{3/2}$	$V \approx 0{,}12$/m; kont. ≈ 0,04 mW	Anregung von Cs (8^2P) durch optisches Pumpen der Resonanzabsorption $6\,S_{1/2} \to 8\,P_{1/2}$ mit der 3888 Å-Heliumlinie	[210] [1179] [1999]	96
97	7,1821	Cs I	$8p\,^2P^\circ_{1/2} \to 8s\,^2S_{1/2}$	$V \approx 1$/m; kont. ≈ 0,05 mW		[210] [1999] [2000]	97
	Chlor (siehe auch Nr. 764—775)						
98	0,47813	Cl II	$4p''\,^3D_3 \to 4s''\,^3P^\circ_2$	gepulst, 3 mm Rohr-∅		[1555]	98
99	0,48969	Cl II	$4p'\,^3F_4 \to 4s'\,^3D^\circ_3$	gepulst, 3 mm Rohr-∅		[1555]	99
100	0,49047	Cl II	$4p'\,^3F_3 \to 4s'\,^3D^\circ_2$	gepulst, 3 mm Rohr-∅		[1555]	100
101	0,49177	Cl II	$4p'\,^3F_2 \to 4s'\,^3D^\circ_1$	gepulst, 3 mm Rohr-∅		[1555]	101
102	0,50783	Cl II	$4p'\,^3D_3 \to 4s'\,^3D^\circ_3$	gepulst, 3 mm Rohr-∅		[1555]	102
103	0,52179	Cl II	$4p\,^3P_2 \to 4s\,^3S^\circ_1$	gepulste Cl_2-Entladung mit ≈ 500 A für 20 ms		[1555]	103
104	0,52213	Cl II	$4p\,^3P_1 \to 4d\,^3S^\circ_1$	gepulste Cl_2-Entladung mit ≈ 500 A für 20 ms		[1555]	104
105	0,53921	Cl II	$4p'\,^1F_3 \to 4s'\,^1D^\circ_2$	1 m Rohr mit 7 mm ∅ dielektrische Spiegel		[1555]	105
106	0,60947	Cl II	$4p'\,^1P_1 \to 4s'\,^1D^\circ_2$	3 mm-Röhre		[1555]	106
107	0,9451	Cl I	$4p\,^2P_{3/2} \to 4s\,^2P_{1/2}$ (?)	0,01-0,08 Torr Cl_2 mit 0,3—3 Torr He oder Ne		[1858]	107
108	1,9755	Cl I	$3d\,^4D_{7/2} \to 4p\,^4P_{5/2}$	HF-Anregung: reines Cl_2 bei ≈ 0,1 Torr; Verdopplung der Leistung durch Beimischung von 1,5 Torr He	kont. ≈ 0,5 m W; Anregung vielleicht durch Elektronenstoß von Cl ($3p_5\,^2P$) aus.	[1861] [3111]	108
109	2,0199	Cl I	$3d\,^4D_{5/2} \to 4p\,^4P_{3/2}$	HF-Anregung: reines Cl_2 bei ≈ 0,1 Torr; Verdopplung der Leistung durch Beimischung von 1,5 Torr He	kont. ≈ 0,05 m W; Anregung vielleicht durch Elektronenstoß von Cl ($3p_5\,^2P$) aus.	[1861] [3111]	109

	Chlorwasserstoff HCl						
110	3,200	HCl	P_{1-0} (8)	$Cl_2 + H_2$ wie 1:2 3,5—16 Torr 0,6 m bei 13 mm ∅ Die Linien erscheinen im Impuls nacheinander	Anregung durch Photodissoziation von Chlor und nachfolgende chemische Reaktion: $H_2 + Cl_2 \rightarrow HCl^* + Cl$	[3129]	110
111	3,735	HCl	P_{1-0} (9)			[3129]	111
112	3,768	HCl	P_{1-0} (10)		Xenonblitzlampe mit Impulsenergien bis 3800 Ws $V \approx$ 2db/m; Spitzenleistung 10 W.	[3129]	112
113	3,808	HCl	P_{1-0} (11)			[3129]	113
114	3,838	HCl	P_{2-1} (8)			[3129]	114
	Helium						
115	1,9543	He I	$4p\,^3P \rightarrow 3d\,^3D$	$P_{He} \approx 0{,}4$ Torr	Anregung durch e^- auf $2\,^3S$; Relaxation durch He-He-Stöße	[210] [2781]	115
116	2,0603	He I	$7d\,^3D \rightarrow 4p\,^3P$	$P_{He} \approx 8$ Torr; Verbesserung durch Spuren von N_2 oder anderen Verunreinigungen durch Störung der metastabilen Atome He ($2\,^3S$)	$V \approx 0{,}05$/m kont. ≈ 3 m W in 7 mm-Röhre	[208] [210] [216] [1889]	116
	Jod						
117	0,498692	J II	$5d\,^3D^\circ{}_1 \rightarrow 6\,p'\,^3D_2$	außer 1,3 μm-Linie 2—4 Torr He mit Spur Jod, max $P_J \approx 0{,}1$ Torr; 1,2 m, 5—8 mm ∅, gepulst	schwach	[1202]	117
118	0,521627	J II	$5\,d\,^3D^\circ{}_1 \rightarrow 6\,p'\,^3F_2$		schwach — Anregung wahrscheinlich durch $He^+ + J \rightarrow He + J^+$	[1202]	118
119	0,54074	J II	$6\,s'\,^3D_2{}^\circ \rightarrow 6\,p'\,^3D_2$		stark	[766] [767]	119
120	0,5419	J II	—		schwach	[1202]	120
121	0,562569	J II	$6s\,^3S^\circ{}_1 \rightarrow 6p\,^3P_2$		mittel	[1202]	121
122	0,56781	J II	$6s'\,^3D_2{}^\circ \rightarrow 6p'\,^3F_2$		stark	[766] [767]	122
123	0,57607	J II	$6s'\,^3D_1{}^\circ \rightarrow 6p'\,^3D_2$		stark	[766] [767]	123
124	0,61275	J II	$6s'\,^3D_2{}^\circ \rightarrow 6p'\,^3D_1$		mittel	[766] [767]	124
125	0,65852	J II	$6s'\,^3D_1{}^\circ \rightarrow 6p'\,^3D_1$		mittel	[766] [767]	125

	Wellenlänge in Luft λ (µm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
126	0,690777	J II	$6s'\,^2D_2^\circ \rightarrow 6p'\,^3D_2$	außer 1,3 µm-Linie 2—4 Torr He mit Spur Jod, max $P_J \approx 0{,}1$ Torr; 1,2 m, 5—8 mm ⌀, gepulst (126–133)	mittel	[1202]	126
127	0,70330	J II	$5d'\,^3D_2^\circ \rightarrow 6p'\,^3F_2$		mittel	[766] [767]	127
128	0,825384	J II	$5d'\,^3P_0^\circ \rightarrow 6p'\,^3D_1$		mittel	[1202]	128
129	0,880423	J II	$5d'\,^3F_3^\circ \rightarrow 6p'\,^3F_2$		stark	[1202]	129
130	0,98	J II	—		mittel	[1202]	130
131	1,01	J II	—		stark	[1202]	131
132	1,03	J II	—		stark	[1202]	132
133	1,06	J II	—		stark	[1202]	133
134	1,30	J I	$^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$	Anregung durch optisches Pumpen mit Blitzlampe Photodissoziation von CF_3J oder CH_3J bei 80 Torr 60 cm, 5 mm ⌀, gepulst 5 µs	Superstrahlung mit $V >$ 106 db/m Spitzenleistung 30 W	[1280]	134
135	3,236	J I	$(^3P_2)\ 5d[2]_{5/2} \rightarrow (^3P_2)\ 6p\ [1]_{3/2}$			[2043] [3111]	135
136	3,431	J I	$(^3P_2)\ 5\ d\ [4]_{7/2} \rightarrow (^3P_2)\ 6p\ [3]_{5/2}$			[2043] [3111]	136
	Kohlenstoff						
137	0,46474	C III	$3p\,^3P^\circ{}_2 \rightarrow 3s\,^3S_1$	CO_2 bei 0,02—0,05 Torr; ebenfalls in Luft und als Verunreinigung in O_2, Kr, Xe; bei 500 A, gepulst.		[1556] [2739] [2740]	137
138	0,46501	C III	$3p\,^3P^\circ{}_1 \rightarrow 3s\,^3S_1$	CO_2 bei 0,02—0,05 Torr als Verunreinigung in O_2; bei 500 A, gepulst		[1556]	138
139	0,49541	C II (?)	$3d\,^2P^\circ{}_{1/2} \rightarrow 3p\,^2P_{1/2}$	als Verunreinigung in gepulsten Xe-Entladungen hoher Stromdichte		[2739] [2740]	139

140	1,0691	C I	$3p\,^3D_3 \rightarrow 3s\,^3P^\circ_2$	$V \approx 0{,}03$/m bei 5 mm ∅ kont. ~ 2 mW	C ($3p^3D$, $3p^1P$) kann durch Dissoziationsstoß mit metastabilen He ($2\,^3S$)-Atomen in He-CO-Gemischen angeregt werden ($P_{CO} \approx 0{,}01$ Torr, $P_{He} \approx 2$ Torr).	[304] [1897] [1898]	140
141	1,4540	C I	$3p\,^1P_1 \rightarrow 3s\,^1P^\circ_1$	$V \approx 0{,}02$/m bei 5 mm ∅ kont. ~ 1 mW	Zweistufige Anregung ähnlich Ar-O_2-Laser in Ne- CO -Gemischen ($P_{CO} \approx 0{,}01$ Torr, $P_{Ne} \approx 1$ Torr) Anregung auch in He (Ne)-CO_2-Gemischen bei $P_{CO_2} \approx 0{,}01$ Torr, $P_{Ne} \approx 2$ Torr oder $P_{Ne} \approx 1$ Torr	[304] [1897] [1898]	141
142	2,0645	C I	$5d\,^1D^\circ_2 \rightarrow 4p\,^3P_2$	kont. mit HF-Anregung von He-CO_2-Gemischen $P_{He} \approx 1$ Torr, $P_{CO_2} \approx 0{,}02$ Torr		[1897]	142
143	3,4046	C I	$4d\,^1D_2^\circ \rightarrow 4p\,^1P_1$			[1897]	143
144	3,5155	C I	$6d\,^3P_2^\circ \rightarrow 5p\,^3D_3$			[1897]	144
145	5,5956	C I	$4p\,^3S_1 \rightarrow 3d\,^3P^\circ_1$			[1897]	145
	Krypton						
146	0,264941	—	—	gepulste Entladung hoher Stromdichte (300 A bei 3 mm ∅) bei niedrigem Druck $P_{Kr} \approx 0{,}001$—0,1 Torr; 1—2 m Länge, dielektrische Spiegel		[2759]	146
147	0,266450	—	—			[2759]	147
148	0,274151	—	—			[2759]	148
149	0,304974	(?)	—		Verunreinigung ?	[2759]	149
150	0,312443	Kr III	$5p'\,^1D_2 \rightarrow 5s'\,^1D^\circ_2$			[2759]	150
151	0,3239	Kr III	$5p''\,^1D_2 \rightarrow 5s''\,^1P^\circ_1$			[2739] [2740]	151
152	0,3375	Kr III	$5p''\,^3D_3 \rightarrow 5s''\,^3P^\circ_2$			[2739] [2740]	152
153	0,350742	Kr III	$5p\,^3P_2 \rightarrow 5s\,^3S^\circ_1$		stark	[2739] [2740]	153
154	0,356420	Kr III	$5p\,^3P_1 \rightarrow 5s\,^3S^\circ_1$			[2759]	154
155	0,406737	Kr III	$5p'\,^1F_3 \rightarrow 5s'\,^1D^\circ_2$		stark	[2739] [2740]	155
156	0,413133	Kr III	$5p\,^5P_2 \rightarrow 5s\,^3S_1^\circ$		stark	[2739] [2740]	156
157	0,415444	Kr III	$5p'\,^3F_3 \rightarrow 5s'\,^1D^\circ_2$			[2739] [2740]	157
158	0,417179	Kr III	$5p\,^5P_1 \rightarrow 5s\,^3S^\circ_1$			[2739] [2740]	158
159	0,422658	Kr III	$5p'\,^3F_2 \rightarrow 4d'\,^3D^\circ_1$			[2739] [2740]	159
160	0,4318	Kr II	$6s\,^4P_{3/2} \rightarrow 5p\,^4P^\circ_{5/2}$			[2742]	160
161	0,4387	Kr II	$6s\,^4P_{5/2} \rightarrow 5p\,^4P^\circ_{3/2}$			[2742]	161

	Wellenlänge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
162	0,444329	Kr III	$5p'\,^3D_2 \to 4d'\,^3D^\circ_1$			[2739] [2740]	162
163	0,457720	Kr II	$5p'\,^2F^\circ_{7/2} \to 5s'\,^2D_{5/2}$			[2739] [2740]	163
164	0,4582	Kr II	$6s\,^4P_{3/2} \to 5p\,^4D^\circ_{5/2}$			[2742]	164
165	0,461915	Kr II	$5p\,^2D^\circ_{5/2} \to 5s\,^2P_{3/2}$		stark	[2739] [2740]	165
166	0,463386	Kr II	$5p'\,^2F^\circ_{5/2} \to 5s'\,^2D_{3/2}$			[2739] [2740]	166
167	0,46501	Kr II (?)	$5p\,^2P^\circ_{1/2} \to 5s\,^4P_{1/2}$		möglicherweise C III	[2739] [2740]	167
168	0,468041	Kr II	$5p\,^2S^\circ_{1/2} \to 5s\,^2P_{1/2}$		stark	[2739] [2740]	168
169	0,4695	Kr II	$6s\,^4P_{3/2} \to 5p\,^4D^\circ_{7/2}$			[2742]	169
170	0,476243	Kr II	$5p\,^2D^\circ_{3/2} \to 5s\,^2P_{1/2}$	gepulste Entladung	stark	[2739] [2740]	170
171	0,476573	Kr II	$5p\,^4D^\circ_{5/2} \to 5s\,^4P_{3/2}$	hoher Stromdichte		[2739] [2740]	171
172	0,482517	Kr II	$5p\,^4S^\circ_{3/2} \to 5s\,^2P_{1/2}$	(300 A bei 3 mm ∅)	stark	[2739] [2740]	172
173	0,484659	Kr II	$5p\,^2P^\circ_{1/2} \to 5s\,^2P_{3/2}$	bei niedrigem Druck		[2739] [2740]	173
174	0,5022	Kr II	$5p\,^4D^\circ_{3/2} \to 5s\,^2P_{3/2}$	$P_{\mathrm{Kr}} \approx 0{,}001$—$0{,}1$ Torr;		[2742]	174
175	0,5126	Kr II	$6s\,^4P_{3/2} \to 5p\,^4D^\circ_{3/2}$	1—2 m Länge, dielektri-		[2742]	175
176	0,520831	Kr II	$5p\,^4P^\circ_{3/2} \to 5s\,^4P_{3/2}$	sche Spiegel		[2739] [2740]	176
177	0,530865	Kr II	$5p\,^4P^\circ_{5/2} \to 5s\,^4P_{3/2}$			[2739] [2740]	177
178	0,568188	Kr II	$5p\,^4D^\circ_{5/2} \to 5s\,^2P_{3/2}$		stark	[2739] [2740]	178
179	0,5753	Kr II	$5p\,^4D^\circ_{3/2} \to 5s\,^2P_{1/2}$			[2742]	179
180	0,647088	Kr II	$5p\,^4P^\circ_{5/2} \to 5s\,^2P_{3/2}$		stark	[2739] [2740]	180
181	0,657012	Kr II	$5p'\,^2D^\circ_{5/2} \to 4d\,^2F_{5/2}$			[2739] [2740]	181
182	0,676442	Kr II	$5p\,^4P^\circ_{1/2} \to 5s\,^2P_{1/2}$			[2739] [2740]	182
183	0,687084	Kr II	$5p'\,^2F^\circ_{5/2} \to 4d\,^2P_{3/2}$			[2739] [2740]	183
184	0,799322	Kr II	$5p\,^4P^\circ_{3/2} \to 4d\,^4D_{1/2}$			[2739] [2740]	184
185	0,810437	Kr II	$2\,p_8 \to 1s_5$	0,2—0,4 Torr; gepulst (2 μs)	sehr starke Superstrahlung	[2990]	185
186	0,8589	Kr III	—			[2742]	186
187	1,6900	Kr I	$3d_5 \to 2p_{10}$	$P_{\mathrm{Kr}} \approx 0{,}07$ Torr	kont.	[210] [1889]	187
188	1,6936	Kr I	$3d''_1 \to 2p_7$	$P_{\mathrm{Kr}} \approx 0{,}05$ Torr	kont.	[210] [1889]	188
189	1,7843	Kr I	$3d_6 \to 2p_{10}$	$P_{\mathrm{Kr}} \approx 0{,}07$ Torr	kont.	[210] [1889]	189
190	1,8185	Kr I	$3s_1'''' \to 2p_2$	$P_{\mathrm{Kr}} \approx 0{,}07$ Torr	kont.	[210] [1889]	190
191	1,9211	Kr I	$4s_5 \to 3p_8$	$P_{\mathrm{Kr}} \approx 0{,}035$ Torr	kont.	[210] [1889]	191

192	2,1165	Kr I	$3d_3 \to 2p_7$	$P_{\text{Kr}} \approx 0{,}035$ Torr	kont. ≈ 1 m W; $V \approx 0{,}03$/m bei 2 m und 7 mm ∅	[210] [1889] [1566]	192
193	2,1902	Kr I	$3d_3 \to 2p_6$	$P_{\text{Kr}} \approx 0{,}035$ Torr	kont. ≈ 1 m W; $V \approx 0{,}03$/m bei 2 m und 7 mm ∅	[210] [1566] [1889]	193
194	2,4260	Kr I	$3d_5 \to 2p_7$	$P_{\text{Kr}} \approx 0{,}016$ Torr	kont.	[2952]	194
195	2,5234	Kr I	$3d_5 \to 2p_6$		kont.	[210] [1559] [1566]	195
196	2,6260	Kr I	$3d_6 \to 2p_7$ (?)			[717] [1897]	196
197	2,6281	Kr I	$4p_6 \to 3s_1''''$ (?)		Es ist nicht zu erwarten, daß die P-Niveaus des neutralen Atoms durch Elektronenstoß vom Grundzustand aus angeregt werden. Der wirksame Mechanismus ist wahrscheinlich Elektronenstoß von metastabilen Atomen oder Laser-Kaskadenanregung.	[717]	197
198	2,8611	Kr I	$3p_8 \to 2s_5$ (?)			[717]	198
199	2,8656	Kr I	$3p_9 \to 2s_5$ (?)			[717] [1897]	199
200	2,9836	Kr I	$3p_3 \to 4d''_1$ (?)			[717] [1897]	200
201	2,9870	Kr I	$3p_4 \to 2s_3$ (?)			[717]	201
202	3,0528	Kr I	$3p_4 \to 4d''_1$			[717] [1897]	202
203	3,0664	Kr I	$3p_{10} \to 2s_5$	Zur Identifizierung siehe [1566] beobachtet in kontinuierlicher HF-Entladung in reinem Krypton bei $P_{\text{Kr}} \approx 0{,}02$ Torr; Al-Spiegel; Röhre 2,7 m lang mit 10 mm ∅		[717] [1559] [1566]	203
204	3,1508	Kr I	$3p_1 \to 4d_2$			[717] [1897]	204
205	3,3401	Kr I	$3p_{10} \to 2s_4$ (?)			[717]	205
206	3,3411	Kr I	$3d_5 \to 2p_5$ (?)			[1566] [1897]	206
207	3,4873	Kr I	$3p_3 \to 3s_5$ (?)			[717] [1897]	207
208	3,4885	Kr I	$3p_3 \to 4d_2$ (?)			[717] [1897]	208
209	4,3736	Kr I	$4d_2 \to 3p_6$ (?)			[717] [1559] [1566]	209
210	4,3755	Kr I	$3s_5 \to 3p_6$ (?)			[1897]	210
211	4,8760	Kr I	$3d_2 \to 2p_4$			[717] [1897]	211
212	4,8819	Kr I	$4d''_1 \to 3p_9$			[717]	212
213	5,2985	Kr I	$4d_2 \to 3p_5$ (?)			[717] [1559] [1897]	213
214	5,3004	Kr I	$4d_3 \to 3p_8$ (?)			[717]	214
215	5,5685	Kr I (?)	$4d_4 \to 3p_8$	Vielleicht Xe-Verunreinigung		[717] [1897]	215
216	5,5848	Kr I	$5d'_4 \to 4U(J = 5)$			[717] [1559] [1566]	216
217	5,6290	Kr I	$5d_3 \to 4T(J = 3)$			[717] [1559] [1566]	217
218	7,0565	Kr I	$4W(J = 3, 4) \to 4d'_4$	wahrscheinlich $J = 4$		[717] [1897]	218
	Neon						
219	0,235800	Ne IV	$3p^4D^\circ_{7/2} \to 3s\,^4P_{5/2}$			[2759]	219
220	0,247350	Ne III	—	$P_{\text{Ne}} \approx 0{,}001$—$0{,}1$ Torr		[2759]	220
221	0,267798	Ne III	$3p\,^3P_{2,0} \to 3s\,^3S^\circ_1$	gepulst		[2742]	221
222	0,26786	Ne III	$3p\,^3P_1 \to 3s\,^3S^\circ_1$ (?)	Röhre 1m bei 0,4 cm ∅		[2739] [2740]	222
223	0,26779	Ne III	$3p\,^3P_{0,2} \to 3s\,^3S^\circ_1$ (?)			[2739] [2740]	223

	Wellenlänge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
224	0,27776	Ne III	$3p'\,^3D_3 \rightarrow 3s'\,^3D^\circ_3$			[2739] [2740]	224
225	0,286688	Ne III	—			[2759]	225
226	0,331984	Ne II	$3p'\,^2P^\circ{}_{1/2} \rightarrow 3s'\,^2D_{3/2}$			[2759]	226
227	0,33238	Ne II	$3p\,^2P^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s\,^2P_{3/2}$		stark	[2739] [2740]	227
228	0,332437	—	—			[2742]	228
229	0,33272	Ne II	$4p\,^4D^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s\,^4P_{3/2}$			[2739] [2740]	229
230	0,332902	Ne II	$3d\,^4D_{7/2} \rightarrow 3p\,^4D^\circ{}_{7/2}$			[2742]	230
231	0,333107	Ne III	$3p\,^3D_2 \rightarrow 3s\,^1P^\circ{}_1$			[2742]	231
232	0,334550	Ne II	$3p'\,^2P^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s'\,^2D_{5/2}$			[2759]	232
233	0,33783	Ne II	$3p\,^2P^\circ{}_{1/2} \rightarrow 3s\,^2P_{1/2}$		stark	[2739] [2740]	233
234	0,33929	Ne II	$3p\,^2P^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s\,^2P_{1/2}$		stark	[2739] [2740]	234
235	0,339340	Ne II	$3d\,^2D_{3/2} \rightarrow 3p\,^2D^\circ{}_{5/2}$			[2742]	235
236	0,540056	Ne I	$2p_1 \rightarrow 1s_4$	3 Torr, gepulst > 100 A; Superstrahlung bei 1 m Röhre von 5 mm ∅ nur mit Ar-Verunreinigung		[3112]	236
237	0,58525	Ne I	$2p_1 \rightarrow 1s_2$	Die 3s-Niveaus werden durch Stoß mit metastabilen He (2 ^1S) oder durch Elektronenstoß besetzt;		[2739] [2740]	237
238	0,59393	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_8$	mit Prisma; in reinem Ne Superstrahlung [1055]		[2567]	238
239	0,594483	Ne I	$2p_4 \rightarrow 1s_5$	0,3 Torr, gepulst > 120 A; Superstrahlung bei 1 m Röhre von 5 mm ∅ oder 0,2 m von 1 mm ∅ [2084]		[3112]	239
240	0,60461	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_7$	mit Prisma		[2567]	240
241	0,61180	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_6$	mit Prisma; in reinem Ne Superstrahlung [1055]		[279] [2567]	241

242	0,614306	Ne I	$2p_6 \rightarrow 1s_5$	0,3 Torr; gepulst > 120 A; Superstrahlung bei 1 m Röhre von 5 mm ∅ oder 0,2 m von 1 mm ∅ [2084]		[3112]	242
243	0,6293	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_5$	mit Prisma		[279] [2567]	243
244	0,63282	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr, $P_{He} \approx 0{,}5$ Torr	meist verwendeter Gaslaser erster Gaslaser im Sichtbaren [2569] Dämpfung bei 3,3913 μm notwendig	[210] [2567] [2569]	244
245	0,63518	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_3$	mit Prisma		[2569]	245
246	0,64011	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_2$	mit Prisma		[279] [2567]	246
247	0,73048	Ne I	$3s_2 \rightarrow 2p_1$	mit Prisma		[2567]	247
248	0,88653	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_{10}$	10 m-Laser		[2661] [3086]	248
249	0,89886	Ne I	$2s_3 \rightarrow 2p_{10}$	10 m-Laser	Die 2s-Niveaus werden	[2661] [3086]	249
250	1,0295	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_8$	10 m-Laser	durch Stoß mit metastabi-	[2661] [3086]	250
251	1,0621	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_7$	10 m-Laser	len He ($2\,^3S$) und durch	[2661] [3086]	251
252	1,0798	Ne I	$2s_3 \rightarrow 2p_7$		Elektronenstoß besetzt.	[210] [2661] [3086]	252
253	1,0844	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_6$			[210] [2661] [3086]	253
254	1,1143	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_8$			[210] [2661] [3086]	254
255	1,1177	Ne I	$2s_5 \rightarrow 2p_9$		im ersten Gaslaser beobachtet [1197]	[210] [212] [1193] [1197] [1088] [2661]	255
256	1,1390	Ne I	$2s_5 \rightarrow 2p_8$			[210] [2661] [3086]	256
257	1,1409	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_5$		gleichzeitige Schwingung bei 0,63282 μm notwendig.	[210] [2044] [2661]	257
258	1,152276	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr; $P_{He} \approx 1$ Torr; $V \approx 0{,}12$/m für 7 mm ∅	im ersten Gaslaser beobachtet [1197]	[210] [212] [1088] [1193] [1197] [2661]	258
259	1,152502	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_7$	$P_{Ne} \approx 0{,}07$ Torr; $P_{He} \approx 0$; $V \approx 0{,}01$/m für 5 mm ∅	wird durch Helium unterdrückt	[220] [862]	259
260	1,1601	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_3$		gleichzeitige Schwingung bei 0,63282 μm notwendig	[210] [2044] [2661]	260
261	1,1614	Ne I	$2s_3 \rightarrow 2p_5$		im ersten Gaslaser beobachtet [1197]	[210] [212] [1088] [1193] [1197] [2661]	261
262	1,1767	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_2$			[210] [1558] [2661]	262
263	1,1789	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_6$ / $2s_5 \rightarrow 2p_7$ (?)		10 m-Laser	[2661] [3086]	263

	Wellen-länge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
264	1,1985	Ne I	$2s_3 \rightarrow 2p_2$		} im ersten Gaslaser beobachtet [1197]	[210] [212] [1088] [1193] [1197] [2661]	264
265	1,2066	Ne I	$2s_5 \rightarrow 2p_6$			[210] [212] [1088] [1193] [1197] [2661]	265
266	1,2460	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_5$		10 m-Laser; durch Kaskaden verstärkt	[2661] [3086]	266
267	1,2689	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_3$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr; $P_{He} \approx 0{,}5$ Torr	10 m-Laser	[2661] [2781] [2782]	267
268	1,2887	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_2$		10 m-Laser	[3086]	268
269	1,2912	Ne I	$2s_5 \rightarrow 2p_4$		10 m-Laser; durch Kaskaden verstärkt	[2661] [2782] [2783] [3086]	269
270	1,5231	Ne I	$2s_2 \rightarrow 2p_1$			[210] [1558] [2661]	270
271	1,7162	Ne I	$2s_4 \rightarrow 2p_1$		10 m-Laser	[2661] [3086]	271
272	1,8210	Ne I	$3p_1 \rightarrow 2s_4$		10 m-Laser	[2661] [3086]	272
273	1,8253	Ne I	$4Y(J = 2{,}3) \rightarrow 3d_4$			[1557]	273
274	1,8276	Ne I	$4V(J = 4{,}5) \rightarrow 3d'_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,5 Torr	Die $4V$, $4Y$, $4Z$-Niveaus werden durch Stoß mit metastabilen He (2^1S) angeregt.	[1557]	274
275	1,8304	Ne I	$4Y(J = 2{,}3) \rightarrow 3d_3$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr; $\approx P_{He}$ 0,5 Torr		[1557]	275
276	1,8403	Ne I	$4Y(J = 2) \rightarrow 3d_2$	$P_{Ne} \approx 0{,}005$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,5 Torr		[1557]	276
277	1,8591	Ne I	$4Z(J = 3) \rightarrow 3d''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,5 Torr		[1557]	277
278	1,8597	Ne I	$4Z(J = 3{,}4) \rightarrow 3d'_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,5 Torr		[1557]	278
279	1,9574	Ne I	$3p_4 \rightarrow 2s_5$(?)		Identität zweifelhaft; wahrscheinlich 1,9577 μm.	[2661] [2782] [2783] [3086]	279
280	1,9577	Ne I	$3p_2 \rightarrow 2s_5$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr; $P_{He} \approx$ 1 Torr	$3p_2$ wird durch Stoß mit $3p_4$ angeregt, die selbst durch Kaskadenpumpen bei 3,3913 μm entstehen.	[219] [2661]	280

281	2,0350	Ne I	$3p_4 \to 2s_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr; $P_{He} \approx 0{,}5$ Torr	sicher identifiziert; Anregung durch Kaskadenpumpen bei 3,3913 µm.	[219] [717] [2781] [2783] [2270]	281
282	2,0353	Ne I	$3p_2 \to 2s_4$(?)		vielleicht 2,0350µm	[717] [2661] [3086]	282
283	2,1019	Ne I	$4s_1'''' \to 3p_6$(?)		vielleicht 2,1041µm	[210] [1889]	283
284	2,1041	Ne I	$3p_1 \to 2s_2$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr; $P_{He} = 0$	Anregung durch Elektronenstoß von Metastabilen; wird durch He unterdrückt	[2270] [2782] [2783] [2661] [3086]	284
285	2,1708	Ne I	$3p_3 \to 2s_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr; $P_{He} = 0$		[2661] [2782]	285
286	2,3260	Ne I	$3p_8 \to 2s_5$			[2661] [3086]	286
287	2,37	Ne I	(?)		Es existieren so viele Übergänge innerhalb der Meßgenauigkeit, daß keine sichere Identifizierung möglich ist.	[2826] [2089]	287
288	2,3951	Ne I	$3p_4 \to 2s_2$	$P_{Ne} \approx 0{,}06$ Torr; $P_{He} \approx 0{,}34$ Torr	Kaskaden-Pumpe bei 3,3913	[862] [2661] [2783] [2833] [2952]	288
289	2,4219	Ne I	$4d_2 \to 3p_8$	$P_{Ne} \approx 0{,}15$ Torr; $P_{He} = 0$	ohne Helium	[1566]	289
290	2,4250	Ne I	$3p_5 \to 2s_2$	$P_{Ne} \approx 0{,}08$ Torr; $P_{He} \approx 0{,}24$ Torr	Kaskaden-Pumpe bei 3,3332 µm	[2661] [2783] [3086]	290
291	2,5393	Ne I	$4d_5 \to 3p_6$			[717]	291
292	2,5524	Ne I	$3p_{10} \to 2s_5$			[2661] [3086]	292
293	2,7574	Ne I	$4d_2 \to 3p_3$	optimale Drucke zwischen		[717] [1897]	293
294	2,7819	Ne I	$3s_3 \to 3p_7$			[717] [1897]	294
295	2,9448	Ne I	$3s_4 \to 3p_{10}$	$P_{Ne} \approx 0{,}01$—$0{,}2$ Torr		[717] [1897]	295
296	2,9668	Ne I	$4d_2 \to 3p_5$	$P_{He} \approx 0$—1 Torr		[717] [1897]	296
297	2,9805	Ne I	$4d_3 \to 3p_5$	alle Übergänge kontinuierlich, soweit nicht anders angegeben		[717] [1897]	297
298	3,0260	Ne I	$4d_3 \to 3p_2$ (?)			[717]	298
299	3,0268	Ne I	$4d_3 \to 3p_4$ (?)			[717] [1897]	299
300	3,3173	Ne I	$3s_4 \to 3p_8$			[717] [1566] [1897]	300
301	3,3333	Ne I	$3s_2 \to 3p_5$ (?)			[717] [1566] [1897]	301
302	3,3353	Ne I	$3s_5 \to 3p_9$ (?)			[717] [1566] [1897]	302
303	3,3804	Ne I	$5s_3 \to 4p_5$ (?)			[717] [1897]	303
304	3,3840	Ne I	$5s_3 \to 4p_2$ (?)			[717]	304
305	3,3903	Ne I	$3s_2 \to 3p_2$			[717] [1566] [1897]	305
306	3,3913	Ne I	$3s_2 \to 3p_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}1$ Torr; $P_{He} \approx 0{,}5$ Torr	Superstrahlung; kontinuierlich, $V \approx 40$ db/m bei 3 mm ⌀	[210] [279] [280] [717] [1566] [2044] [2567]	306
307	3,4471	Ne I	$3s_4 \to 3p_7$ (?)			[717] [1559] [1897]	307

	Wellenlänge in Luft λ (µm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
308	3,4489	Ne I	$3s_3 \rightarrow 3p_2$ (?)		Die 3s-Niveaus werden	[1566]	308
309	3,5835	Ne I	$3s_5 \rightarrow 3p_6$		durch Stoß mit metastabi-	[717] [1559] [1566]	309
310	3,7736	Ne I	$3p_1 \rightarrow 3d_2$		len He (2^1S), sowie durch	[717] [1559]	310
311	3,9806	Ne I	$3s_4 \rightarrow 3p_3$		Elektronenstoß angeregt.	[717] [1897]	311
312	5,4033	Ne I	$3p_1 \rightarrow 3s'_1$		Die p-Niveaus werden wahr-	[717] [1559] [1566]	312
313	5,6652	Ne I	$3p_3 \rightarrow 3d_2$		scheinlich durch Elektro-	[717] [1566] [1897]	313
314	7,3208	Ne I	$4s_5 \rightarrow 4p_9$		nenstoß von metastabilen	[717] [1566] [1897]	314
315	7,4201	Ne I	$4s_3 \rightarrow 4p_2$ } (?)		Neonatomen oder durch	[717] [1897]	315
316	7,4217	Ne I	$4p_2 \rightarrow 4d_3$ }		Kaskaden angeregt	[717]	316
317	7,4679	Ne I	$3p_6 \rightarrow 3d''_1$			[1897]	317
318	7,4779	Ne I	$3p_6 \rightarrow 3d'_1$			[717] [1559] [1566]	318
319	7,4973	Ne I	$4s_5 \rightarrow 4p_8$			[717] [1897]	319
320	7,5292	Ne I	$4s_4 \rightarrow 4p_7$			[1566]	320
321	7,6142	Ne I	$3p_7 \rightarrow 3d''_1$			[717] [1559] [1566] [1897]	321
322	7,6440	Ne I	$4p_5 \rightarrow 4d''_1$			[1897]	322
323	7,6489	Ne I	$3p_8 \rightarrow 3d_4$			[717] [1559] [1566]	323
324	7,6904	Ne I	$3p_4 \rightarrow 3s_1''''$			[1897]	324
325	7,6994	Ne I	$3p_4 \rightarrow 3s_1'''$	$P_{Ne} \approx$ 0,15 Torr; $P_{He} \approx$		[717] [1559] [1566]	325
326	7,7386	Ne I	$3p_8 \rightarrow 3d_3$	0,3 Torr		[717] [1897]	326
327	7,7634	Ne I	$3p_2 \rightarrow 3s_1''$			[717] [1559] [1566]	327
328	7,7794	Ne I	$4s_5 \rightarrow 4p_7$			[717] [1897]	328
329	7,8347	Ne I	$4s_5 \rightarrow 4p_6$			[717] [1566] [1897]	329
330	8,0066	Ne I	$3p_5 \rightarrow 3s_1''''$			[717] [1566] [1897]	330
331	8,0599	Ne I	$3p_9 \rightarrow 3d'_4$			[717] [1566] [1897]	331
332	8,3347	Ne I	$3p_8 \rightarrow 3d''_1$ } (?)			[717] [1897]	332
333	8,3472	Ne I	$3p_8 \rightarrow 3d'_1$ }			[717]	333
334	8,8388	Ne I	$3p_9 \rightarrow 3d''_1$ } (?)			[717] [1897]	334
335	8,8528	Ne I	$3p_9 \rightarrow 3d'_1$ }			[717]	335
336	9,0871	Ne I	$4s_4 \rightarrow 4p_3$			[717] [1566] [1897]	336
337	10,060	Ne I	$3p_{10} \rightarrow 3d_5$			[717] [1897]	337
338	10,978	Ne I	$3p_{10} \rightarrow 3d_3$			[717] [1566] [1897]	338

339	11,857	Ne I	$4p_{10} \rightarrow 3s_3$ } (?)			[717]	339
340	11,898	Ne I	$4p_3 \rightarrow 4d_2$ } (?)			[1897]	340
341	12,831	Ne I	$4p_1 \rightarrow 4s'_1$			[717] [1897]	341
342	13,736	Ne I	$4s''_1 \rightarrow 4Y(J = 2,3)$ } (?)			[1897]	342
343	13,756	Ne I	$4s_1''' \rightarrow 4Y(J = 2,3)$ } (?)			[717]	343
344	16,634	Ne I	$4p_6 \rightarrow 4d''_1$			[717] [1897]	344
345	16,664	Ne I	$4p_6 \rightarrow 4d'_1$			[717]	345
346	16,889	Ne I	$4p_7 \rightarrow 4d''_1$			[717] [1559]	346
347	16,943	Ne I	$4p_8 \rightarrow 4d_4$			[717] [1897]	347
348	17,153	Ne I	$4p_4 \rightarrow 4s_1'''$			[717] [1559]	348
349	17,184	Ne I	$4p_4 \rightarrow 4s''_1$			[717]	349
350	17,800	Ne I	$4p_2 \rightarrow 4s''_1$			[717] [1559]	350
351	17,837	Ne I	$4p_5 \rightarrow 4s_1''''$			[717] [1559]	351
352	17,884	Ne I	$4p_9 \rightarrow 4p'_4$			[717] [1559] [1897]	352
353	18,392	Ne I	$4p_8 \rightarrow 4d''_1$			[717] [1559]	353
354	20,474	Ne I	$5p_3 \rightarrow 5d_5$			[717] [1559]	354
355	21,746	Ne I	$5p_3 \rightarrow 5d_2$			[717] [1559]	355
356	22,830	Ne I	$4p_{10} \rightarrow 4d_3$			[717] [1559]	356
357	25,416	Ne I	$5p_1 \rightarrow 5s'_1$			[717] [1559]	357
358	28,045	Ne I	$5p_7 \rightarrow 5d_6$			[717] [1559]	358
359	31,544	Ne I	$5p_6 \rightarrow 5d'_1$			[717]	359
360	31,919	Ne I	$5p_7 \rightarrow 5d''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr		[1890] [1893]	360
361	32,007	Ne I	$5p_8 \rightarrow 5d_4$			[717]	361
362	32,507	Ne I	$5p_4 \rightarrow 5s_1'''$			[717]	362
363	33,815	Ne I	$5p_5 \rightarrow 5s_1''''$ } (?)			[717]	363
364	33,828	Ne I	$5p_9 \rightarrow 5d'_4$ } (?)			[717]	364
365	34,543	Ne I	$5p_2 \rightarrow 5s''_1$			[717]	365
366	34,670	Ne I	$5p_8 \rightarrow 5d''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr		[1890] [1893]	366
367	35,592	Ne I	$6p_3 \rightarrow 6d_2$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,1 Torr		[1890] [1893]	367
368	37,221	Ne I	$6p_1 \rightarrow 6s'_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr		[1890] [1893]	368
369	41,730	Ne I	$5p_{10} \rightarrow 5d_3$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr	3,6—5 m Röhren von 21—25 mm ∅; Gleichstromanregung; konfokale Resonatoren mit Goldspiegeln; Auskopplung durch Koppellöcher; kontinuierlich	[1890] [1893]	369

	Wellen-länge in Luft λ (µm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
370	50,69	Ne I	$6p_6 \rightarrow 6d_3$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr		[1894]	370
371	52,40	Ne I	$6p_2 \rightarrow 6s''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr		[1894]	371
372	53,47	Ne I	$6p_6 \rightarrow 6d'_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}06$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,12 Torr		[1890] [1893]	372
373	54,00	Ne I	$6p_7 \rightarrow 6d''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,1 Torr		[1890] [1893] [1890] [1893]	373
374	54,10	Ne I	$6p_8 \rightarrow 6d_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,1 Torr		[1890] [1893]	374
375	55,51	Ne I	$6P_5 \rightarrow 6s''''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr	stark	[1894]	375
376	57,34	Ne I	$6p_9 \rightarrow 6d'_4$ $P_{He} \approx 0{,}07$	$P_{Ne} \approx 0{,}03$ Torr; $P_{He} \approx$ 0,07 Torr		[1890] [1893]	376
377	68,31	Ne I	$6p_{10} \rightarrow 6d_3$	$P_{Ne} \approx 0{,}05$ Torr	3,6 m bei 34 mm ⌀ 0,6 A	[1560]	377
378	72,08	Ne I	$7p_1 \rightarrow 7s'_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr		[1894]	378
379	85,01	Ne I	$7p_6 \rightarrow 7d'_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}035$ Torr		[1560]	379
380	86,93	Ne I	$7p_4 \rightarrow 7s_1''''$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr		[1894]	380
381	88,47	Ne I	$7p_7 \rightarrow 7d''_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr	stärkste Linie dieser Gruppe	[1894]	381
382	89,82	Ne I	$7p_9 \rightarrow 7d_4$	$P_{Ne} \approx 0{,}02$ Torr		[1894]	382
383	93,0	Ne I(?)	—	$P_{Ne} \approx 0{,}01$ Torr		[1894]	383
384	106,0	Ne I	$9p_3 \rightarrow 9d_2$	$P_{Ne} \approx 0{,}01$ Torr	stark	[1894]	384
385	124,6	Ne I	$8p_7 \rightarrow 8d''_1$ $8p_6 \rightarrow 8d''_1$ (?) $8p_6 \rightarrow 8d'_1$	$P_{Ne} \approx 0{,}01$ Torr stark	5 m bei 47 mm Durchmesser; kontinuierlich; Gleichstromanregung; interne Silberspiegel mit Koppellöchern von 2 mm ⌀	[1894]	385
386	126,1	Ne I(?)	—	$P_{Ne} \approx 0{,}01$ Torr stark		[1894]	386
387	132,8	Ne I(?)	—	$P_{Ne} \approx 0{,}01$ Torr		[1894]	387
	Quecksilber						
388	0,47970	Hg III	$5d^8 6s^2 (J = 4) \rightarrow 5d^9 (^2D_{5/2})$ $6p_{1/2} (J = 3)$	Helium-Quecksilber ($P_{He} \approx$ 0,5 Torr, $P_{Hg} \approx 0{,}001$ Torr) gepulst (15—100 A)	$V > 0{,}025$/m bei 6 mm ⌀; dies ist die erste beobachtete Laserlinie von zweifach ionisierten Atomen [863].	[863]	388

389	0,56772	Hg II	$5f\,^2F^\circ_{7/2} \to 6d\,^2D_{5/2}$	Helium-Quecksilber ($P_{\mathrm{Hg}} \approx$ 0,001 Torr, $P_{\mathrm{He}} \approx$ 0,5 Torr); gepulst mit 10—50 A	$V \approx$ 0,3/m für 6 mm ∅; Impulsleistung 5 W/m; dies sind die ersten beobachtete Laserlinien einfach ionisierter Atome [199]. Die 0,5677 µm Linie wurde ebenfalls in He-Hg- und Ar-Hg-Entladungen beobachtet. Dies deutet darauf hin, daß die Anregung nicht überwiegend auf Resonanzaustausch beruht.	[199] [281] [863] [2698]	389
390	0,61495	Hg II	$7p\,^2P^\circ_{3/2} \to 7s\,^2S^\circ_{1/2}$			[199] [281] [2698]	390
391	0,7065	(?)	—	in gepulstem Hg-Ar-Gemisch beobachtet		[2698]	391
392	0,7346	Hg II	$7d\,^2D_{5/2} \to 7p\,^2P^\circ_{3/2}$	in gepulsten Hg-He-Entladungen		[199] [281]	392
393	0,8547	Hg II	$5g\,^2G \to C(^2F^\circ_{5/2})$			[281]	393
394	0,8622	Hg II	$8p\,^2P^\circ_{3/2} \to {}^4D^2_{5/2}$ (?)			[281]	394
395	0,8677	(?)	—			[281]	395
396	0,9396	Hg II	$10s\,^2S_{1/2} \to 8p\,^2P^\circ_{3/2}$	in gepulsten Hg-He-Entladungen		[281]	396
397	1,0583	Hg II	$8s\,^2S_{1/2} \to 7p\,^2P^\circ_{3/2}$			[281]	397
398	1,1179	Hg II	$7g\,^2G \to 6f\,^2F_{5/2}$			[281]	398
399	1,2222	(?)	—	Hg-Ar gepulst		[2698]	399
400	1,2246	(?)	—	Hg-Ar gepulst		[2698]	400
401	1,2545	(?)	—	Hg-He gepulst		[281]	401
402	1,2760	(?)	—	Hg-Ar gepulst		[281]	402
403	1,2981	(?)	—	Hg-He gepulst $P_{\mathrm{Hg}} \approx$ 0,001 Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx$ 0,8—1,2 Torr) 10—50 A; 2 m-Rohr; dielektrische Spiegel		[281]	403
404	1,3655	(?)	—			[281]	404
405	1,52954	Hg I	$6p'\,^3P^\circ_2 \to 7s\,^3S_1$		Die Linien bei 1,52954 µm und bei 1,8130 µm stellen Übergänge von zweifach nach einfach angeregten Zuständen dar.	[281] [1862] [2043] [2661]	405
406	1,5554	Hg II	$7p\,^2P^\circ_{3/2} \to 6d\,^2D_{5/2}$	die Linie 1,5295µ kontinuierlich ($P_{\mathrm{Hg}} \approx$ 0,02 Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx$ 0,5—10 Torr)		[281]	406
407	1,6918	Hg I	$5f\,^1F^\circ_3 \to 6d\,^1D_2$ (?)			[281]	407
408	1,6921	Hg I	$7d\,^3D_3 \to 7p\,^3P^\circ_2$ (?)			[281]	408
409	1,6942	Hg I	$5f\,^3F^\circ_2 \to 6d\,^3D_1$			[281]	409
410	1,7073	Hg I	$7d\,^1D_2 \to 7p\,^3P^\circ_2$			[281]	410
411	1,7110	Hg I	$5f\,^3F^\circ_3 \to 6d\,^3D_2$			[281]	411
412	1,74	Hg I	$6p'\,^3F_4 \to 7p\,^3P_2$	Hg-Kr gepulst ($P_{\mathrm{Hg}} \approx$ 0,3 Torr, $P_{\mathrm{Kr}} \approx$ 0,25 Torr); 0,5 m bei 8 mm ∅		[651]	412
413	1,8130	Hg I	$6p'\,^3F^\circ_4 \to 6d\,^3D_3$	kont. Hg—He		[281] [1862] [2043] [2661]	413
414	3,34	Hg I	$6p'\,^3F_4 \to 8s\,^3S_1$	Hg-Kr gepulst ($P_{\mathrm{Hg}} \approx$ 0,3 Torr, $P_{\mathrm{Kr}} \approx$ 0,25 Torr); 0,5 m bei 8 mm ∅		[651]	414
415	3,39	Hg I	$6\,p'\,^3F_4 \to 8s\,^1S_0$			[651]	415
416	5,85	Hg I	$6p'\,^1P_1 \to 7d\,^3D_2$			[651]	416

	Wellenlänge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
	Sauerstoff						
417	0,298386	O III	$3p\,^1D_2 \rightarrow 3s\,^1P^\circ{}_1$			[2759]	417
418	0,29846	O III	$4p\,^5P^\circ{}_2 \rightarrow 3d\,^3D_2$			[2739] [2740]	418
419	0,304715	O III	$3p\,^3P_2 \rightarrow 3s\,^3P^\circ{}_2$	$P_{O_2} \approx$ 0,001—0,1 Torr; 1 m bei 4 mm ∅; gepulst (gilt für 419–423)		[2759]	419
420	0,306346	O IV	$3p\,^2P^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s\,^2S_{1/2}$			[2759]	420
421	0,338134	O IV	$3p\,^4D_{3/2} \rightarrow 3s\,^4P^\circ{}_{1/2}$			[2759]	421
422	0,338554	O IV	$3p^4\,D_{7/2} \rightarrow 3s\,^4P^\circ{}_{5/2}$			[2759]	422
423	0,37495	O II	$3p\,^4S^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s\,^4P_{5/2}$			[1556] [2739] [2740]	423
424	0,37547	O III	$3p\,^3D_2 \rightarrow 3s\,^3P^\circ{}_1$			[1556] [2739] [2740]	424
425	0,37599	O III	$3p\,^3D_3 \rightarrow 3s\,^3P^\circ{}_2$			[1556] [2739] [2740]	425
426	0,43474	O II	$3p'\,^2D^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s'\,^2D_{3/2}$		stark	[1556] [2739] [2740]	426
427	0,43513	O II	$3p'\,^2D^\circ{}_{5/2} \rightarrow 3s'\,^2D_{5/2}$		stark	[1556] [2739] [2740]	427
428	0,44149	O II	$3p\,^2D^\circ{}_{5/2} \rightarrow 3s\,^2P_{3/2}$		stark	[1556] [2739] [2740]	428
429	0,44169	O II	$3p\,^2D^\circ{}_{3/2} \rightarrow 3s\,^2P_{1/2}$		stark	[1556] [2739] [2740]	429
430	0,460552	?	—			[2742]	430
431	0,46491	O II	$3p\,^4D^\circ{}_{7/2} \rightarrow 3s\,^4P_{5/2}$			[2739] [2740]	431
432	0,55924	O III	$3p\,^1P_1 \rightarrow 3s\,^1P^\circ{}_1$		stark	[2739] [2740]	432
433	0,59557	O (?)	—	in gepulsten Entladungen von Xe und Luft beobachtet		[2739] [2740]	433
434	0,65774	O III (?)	$3d\,^5F_2 \rightarrow 4d\,^3D^\circ{}_3$ (?)	in gepulsten Entladungen von He-Ne beobachtet, Verunreinigung?		[2739] [2740]	434
435	0,672138	O II	$3P\,^2S^\circ{}_{1/2} \rightarrow \mathbf{3s}\,^2P_{3/2}$			[2742]	435

Nr.	λ (µm)		Übergang	Bemerkungen		Literatur	Nr.
436	0,844637	O I	$3p\,^3P_2 \rightarrow 3s\,^3S^\circ_1$	beobachtet bei HF-Anregung kontinuierlich in: Ne—O_2 ($P_{Ne} \approx$ 0,35 Torr, $P_{O_2} \approx$ 0,014 Torr), Ar—O_2 ($P_{Ar} \approx$ 1,3 Torr, $P_{O_2} \approx$ 0,04 Torr), CO—He; CO_2—He; NO—He; NO_2—He; NO_2—Ne bei jeweils vergleichbaren Drucken	Ne—O_2 und Ar—O_2 waren die ersten Laser mit Anregung durch Moleküldissoziation	[208] [210] [214] [1897] [1898]	436
	Schwefel						
437	1,0455	S I	$4p\,^3P_2 \rightarrow 4s\,^3S^\circ_1$	kontinuierlich; HF-Anregung von SF_6		[1897] [1898]	437
438	1,0636	S I	$4p'\,^1F_3 \rightarrow 4s'\,^1D^\circ_2$ (?)	$P_{SF_6} \approx$ 0,03 Torr; verstärkt durch $P_{He} \approx$ 2 Torr	nicht sicher identifiziert	[1897] [1898]	438
	Stickstoff						
439	0,336732	N III	$3p\,^4P_{5/2} \rightarrow 3s\,^4P^\circ_{5/2}$	gepulste Entladungen hoher Stromdichte (500 A) in Luft oder NH_3 bei Drucken von 0,02—0,05 Torr für 1 m und 7 mm ∅ oder in N_2 bei Drucken von 0,001—0,1 Torr für 1 m und 4 mm ∅ [2759]		[2759]	439
440	0,34787	N IV	$3p\,^3P^\circ_2 \rightarrow 3s\,^3S_1$			[1556]	440
441	0,348302	N IV	$3p\,^3P^\circ_1 \rightarrow 3s\,^3S_1$			[2759]	441
442	0,40973	N III	$3p\,^2P^\circ_{3/2} \rightarrow 3s\,^2S_{1/2}$			[1556]	442
443	0,41034	N III	$3p\,^2P^\circ_{1/2} \rightarrow 3s\,^2S_{1/2}$			[1556]	443
444	0,45109	N III	$3p\,^4D_{5/2} \rightarrow 3s\,^4P^\circ_{3/2}$			[1556]	444
445	0,45149	N III	$3p\,^4D_{7/2} \rightarrow 3s\,^4P^\circ_{5/2}$			[1556]	445
446	0,46305	N II	$3p\,^3P_2 \rightarrow 3s\,^3P^\circ_2$			[1556]	446
447	0,566662	N II	$3p\,^3D_2 \rightarrow 3s\,^3P^\circ_1$			[2742]	447
448	0,56796	N II	$3p\,^3D_3 \rightarrow 3s\,^3P^\circ_2$	gepulst; in Luft		[2739] [2740]	448
449	0,567953	N II	$3p\,^3D_3 \rightarrow 3s\,^3P^\circ_2$			[2742]	449
450	1,3585	N I	$3p\,^2S^\circ_{1/2} \rightarrow 3s\,^2P_{3/2}$	kontinuierlich; HF-Anregung von NO oder N_2O bei 0,03 Torr mit $P_{He} \approx$ 2 Torr oder $P_{Ne} \approx$ 1 Torr		[1897] [1898]	450
451	1,4547	N I	$4s\,^4P_{5/2} \rightarrow 3p\,^2D^\circ_{5/2}$			[1897] [1898]	451

	Wellen-länge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
	Xenon						
452	0,247718	—	—	gepulste Entladung	1 m bei 4 mm ∅;	[2759]	452
453	0,269182	—	—	hoher Stromstärke (300 A)	in Röhren von 2 mm ∅	[2759]	453
454	0,29838	Xe III	$6p'' \, 32_1 \rightarrow 6s'' \, {}^3P^\circ_0$	bei niedrigen Drucken	wurden nur die Übergänge	[2739] [2740]	454
455	0,307978	Xe IV(?)	—	von 0,001—0,1 Torr; teil-	der einfach ionisierten	[2739] [2740]	455
456	0,324694	Xe III	$6p'' \, {}^3D_3 \rightarrow 5d' \, {}^3D^\circ_3$	weise Verbesserung durch	Atome beobachtet	[2759]	456
457	0,33065	Xe III	$nx' \, 37^\circ_{3,2} \rightarrow 6p' \, {}^3D_3$	Beimischung von Hg		[2739] [2740]	457
458	0,3331	Xe IV (?)	—			[2739] [2740]	458
459	0,335004	—	—			[2759]	459
460	0,345423	Xe III	$6p' \, {}^1D_2 \rightarrow 6s' \, {}^1D^\circ_2$			[2759]	460
461	0,3484	Xe (?)	—			[2739] [2740]	461
462	0,364546	—	—			[2759]	462
463	0,366920	—	—			[2759]	463
464	0,374573	Xe III	$6p' \, {}^1D_2 \rightarrow 5d' \, {}^1D^\circ_2$			[2759]	464
465	0,378099	Xe III	$6p \, {}^3P_2 \rightarrow 6s \, {}^3S^\circ_1$			[2759]	465
466	0,37600	Xe (?)	—			[2739] [2740]	466
467	0,380327	—	—			[2759]	467
468	0,397293	—	—			[2759]	468
469	0,40604	Xe III	$6p'' \, 32_1 \rightarrow 5d'' \, 25^\circ_1$			[2739] [2740]	469
470	0,42140	Xe III	$6p' \, {}^3P_2 \rightarrow 5d' \, {}^3D^\circ_3$			[2739] [2740]	470
471	0,42402	Xe III	$6p' \, {}^1D_2 \rightarrow 5d'' \, 17^\circ_3$			[2739] [2740]	471
472	0,42726	Xe III	$6p' \, {}^3F_4 \rightarrow 5d' \, {}^3D^\circ_3$			[2739] [2740]	472
473	0,42859	Xe III	$6p' \, {}^3D_3 \rightarrow 6s' \, {}^1D^\circ_2$			[2739] [2740]	473
474	0,43058	Xe III	$6p' \, {}^3D_3 \rightarrow 5d' \, {}^3D^\circ_3$			[2739] [2740]	474
475	0,44341	Xe III	$6p' \, {}^3F_2 \rightarrow 5d' \, {}^3D^\circ_1$			[2739] [2740]	475
476	0,46030	Xe II	$6p \, {}^4D^\circ_{3/2} \rightarrow 6s \, {}^4P_{3/2}$		stark	[2739] [2740]	476
477	0,4650	Xe (?)	—			[2739] [2740]	477
478	0,46737	Xe III	$6p' \, {}^1F_3 \rightarrow 6s' \, {}^1D^\circ_2$			[2739] [2740]	478
479	0,46835	Xe III	$6p \, {}^5P_2 \rightarrow 6s \, {}^3S^\circ_1$			[2739] [2740]	479
480	0,48695	Xe III	$6p' \, {}^3F_3 \rightarrow 5d' \, {}^3D^\circ_2$			[2739] [2740]	480

481	0,49196	Xe II	$6p\,^2P^\circ{}_{1/2} \rightarrow 6s\,^2P_{1/2}$ (?)		gemessene Wellenlänge 0,49215 µm	[1053]	481
482	0,49542	—	—	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}0005$—$0{,}003$ Torr	gepulst 10 W für 1µs 1 m bei 5 mm ∅	[2771]	482
483	0,49651	Xe II	$7s'\,^2D_{3/2} \rightarrow 6p'\,^2P^\circ{}_{3/2}$			[2739] [2740]	483
484	0,4973	Xe III(?)	—		stark	[1053]	484
485	0,50078	—	—	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}0005$—$0{,}003$ Torr	gepulst 10 W für 1 µs 1 m bei 5 mm ∅	[2771]	485
486	0,5013	Xe III(?)	—			[1053]	486
487	0,50449	Xe II	$6p'\,^2P^\circ{}_{1/2} \rightarrow 6s'\,^2D_{3/2}$			[1053] [2739] [2740]	487
488	0,51590	Xe II(?)	—			[2739] [2740]	488
489	0,51847	Xe II	$6p'\,^2D_{5/2} \rightarrow 6s'\,^2D_{3/2}$ (?)		gemessene Wellenlänge 0,51881 µm	[1053]	489
490	0,52389	Xe III	$6p'\,^3P_2 \rightarrow 5d''\,13^\circ{}_1$			[2739] [2740]	490
491	0,52602	Xe II (?)	—			[1053] [2739] [2740]	491
492	0,52619	Xe II	$6p'\,^2D^\circ{}_{3/2} \rightarrow 6s'\,^2D_{3/2}$			[1053] [2739] [2740]	492
493	0,52825	Xe II	$6d\,^4D_{3/2} \rightarrow 6p\,^4D^\circ{}_{3/2}$ (?)		gemessene Wellenlänge 0,52922 µm	[1053]	493
494	0,53279	Xe II	$6d\,^4D_{5/2} \rightarrow 6p\,^4D^\circ{}_{3/2}$ (?)		gemessene Wellenlänge 0,53394 µm	[1053]	494
495	0,53529	Xe II (?)	—		stark	[2739] [2740]	495
496	0,53946	Xe II (?)	—		stark	[2739] [2740]	496
497	0,54191	Xe II	$6p\,^4D^\circ{}_{5/2} \rightarrow 6s\,^4P_{3/2}$		stark	[1053] [2739] [2740]	497
498	0,59557	—	—	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}002$—$0{,}003$ Torr 1 m bei 5 mm ∅	gepulst 10 W für 1 µs	[2771]	498
499	0,59711	Xe II	$6p'\,^2P^\circ{}_{3/2} \rightarrow 6s'\,^2D_{3/2}$		stark	[1053] [2739] [2740]	499
500	0,62708	Xe II	$6p'\,^2F^\circ{}_{5/2} \rightarrow 6s'\,^2D_{3/2}$			[2739] [2740]	500
501	2,0262	Xe I	$3d_2 \rightarrow 2p_7$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}02$ Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx 2$ Torr	kontinuierlich $V \approx 4$ db/m bei 5 mm ∅	[210] [530] [719] [1885] [1889] [1895] [2530]	501
502	2,3193	Xe I	$3d'_1 \rightarrow 2p_9$		sehr schwach	[210] [719] [1559]	502
503	2,4825	Xe I	$3d'_1 \rightarrow 2p_8$			[530]	503
504	2,6269	Xe I	$3d'' \rightarrow 2p_9$		kontinuierlich $V > 1{,}3$ db/m bei 5 mm ∅	[210] [719] [1559] [2530]	504
505	2,6511	Xe I	$3d_2 \rightarrow 2p_5$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}02$ Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx$ 1 Torr	kontinuierlich $V > 2{,}6$ db/m bei 5 mm ∅	[210] [719] [1559] [2530]	505
506	2,6601	Xe I	$3s'_1 \rightarrow 2p_1$			[1559]	506

	Wellen-länge in Luft λ (µm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
507	3,1069	Xe I	$3d'_1 \to 2p_6$		kontinuierlich $V > 4{,}7$ db/m bei 5 mm ⌀, wenn Übergänge im fernen IR durch Quarzfenster gedämpft werden	[210] [719] [1559] [2530]	507
508	3,2739	Xe I	$3d_3 \to 2p_{10}$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}01$—$0{,}02$ Torr	Dämpfung nötig für $\lambda > 3{,}6$ µm	[2530] [2952]	508
509	3,3666	Xe I	$3d'' \to 2p_7$		kont. $V > 3{,}6$ db/m bei 5 mm ⌀	[210] [719] [1559] [2530]	509
510	3,4335	Xe I	$3p_9 \to 2s_4$			[717]	510
511	3,5070	Xe I	$3d_4 \to 2p_9$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}03$ Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx$ 1 Torr	kont. $V > 60$ db/m bei 7 mm ⌀	[210] [353] [719] [1559] [1566] [1857] [2530]	511
512	3,6210	Xe I	$3s_1'''' \to 3p_6$			[1559]	512
513	3,6509	Xe I	$3p_{10} \to 2s_5$			[717] [1559]	513
514	3,6788	Xe I	$3d_5 \to 2p_{10}$		schwach	[210] [719] [1559]	514
515	3,6849	Xe I	$3d'' \to 2p_6$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}04$ Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx$ 0,3 Torr	stark	[210] [719] [1559]	515
516	3,8686	Xe I	$3s'''_1 \to 2p_3$			[1559]	516
517	3,8940	Xe I	$3d_4 \to 2p_8$		sehr schwach	[210] [719] [1559]	517
518	3,9955	Xe I	$3d_6 \to 2p_{10}$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}01$ Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx$ 1 Torr	stark	[210] [719] [1559]	518
519	4,1516	Xe I	$3s''_1 \to 3p_7$			[1559]	519
520	4,6097	Xe I	$3s''''_1 \to 2p_2$			[1559]	520
521	5,5739	Xe I	$3d'_4 \to 2p_8$	$P_{\mathrm{Xe}} \approx 0{,}01$ Torr; $P_{\mathrm{He}} \approx 0$	sehr stark	[210] [719] [1559] [1566]	521
522	7,3147	Xe I	$3d_3 \to 2p_7$		Die XeI-Übergänge können in HF- und Gleichstromentladungen kontinuierlich angeregt werden. Die meisten Linien mit $\lambda < 3{,}6$ µm schwingen mit Quarzfenstern.	[210] [719] [1559]	522
523	9,0040	Xe I	$3d_3 \to 2p_6$			[210] [719] [1559]	523
524	9,7002	Xe I	$3d_5 \to 2p_7$			[210] [719] [1559]	524
525	11,289	Xe I	$4p_7 \to 3s''''_1$ (?)			[1559]	525
526	11,296	Xe I	$3s'''_1 \to 4Z(J = 4)$			[717] [1559]	526
527	12,263	Xe I	$3d_6 \to 2p_7$			[210] [719] [1559]	527
528	12,913	Xe I	$3d_5 \to 2p_6$			[210] [719] [1559]	528

529	18,500	Xe I	$3s''''_1 \rightarrow 4U(J = 3)$		Einige werden stärker bei Dämpfung der hochverstärkenden Linien mit $\lambda > 3{,}6$ µm (Bsp. 3,1069 µm und 3,2739 µm). Die Übergänge mit $\lambda >$ 3,6 µm wurden in Lasern mit internen Spiegeln untersucht.	[717] [1559]	529
	Ammoniak NH_3 (?)						
530	21,471	NH_3 nicht identifiziert		$P_{NH_3} \approx 0{,}4$—2,4 Torr		[2930]	530
531	22,542			gepulste Entladung hoher Stromdichte in strömendem Ammoniak		↓	531
532	22,563	vielleicht auch NH_2					532
533	23,675					↓	533
534	24,918						534
535	26,282						535
536	31,951					[2930]	536
	Kohlenmonoxid CO Elektronen-Übergänge, $B\,^1\Sigma \rightarrow A\,^1\Pi$-Band				Relative Stärke		
537	0,56038	0—3-Band	$Q(5)$		0,02	↓	537
538	0,56025	0—3-Band	$Q(6)$		0,3		538
539	0,56004	0—3-Band	$Q(7)$		1		539
540	0,55983	0—3-Band	$Q(8)$ oder $R(13)$		1		540
541	0,55960	0—3-Band	$Q(9)$		1		541
542	0,55934	0—3-Band	$Q(10)$		0,5		542
543	0,55906	0—3-Band	$Q(11)$		0,3	[1669]	543

	Wellen-länge in Luft λ (μm)	Spektrum	Übergang	Betriebsbedingungen	Bemerkungen	Literatur	
	1	2	3	4	5	6	
544	0,60742		$Q(4)$	$P_{CO} \approx 2$ Torr	0,03	↓	544
545	0,60725	0—4-Band	$Q(5)$	gepulste Entladung hoher	0,3		545
546	0,60705		$Q(6)$	Stromdichte	0,6		546
547	0,60682		$Q(7)$		1		547
548	0,60657		$Q(8)$		0,8		548
549	0,60629		$Q(9)$		0,5		549
550	0,66135		$Q(4)$		0,02	[1669]	550
551	0,66115		$Q(5)$		0,2	↓	551
552	0,66091		$Q(6)$		0,4		552
553	0,66064	0—5-Band	$Q(7)$		1		553
554	0,66031		$P(13)$ oder $Q(8)$		0,7		554
555	0,65995		$Q(9)$		0,3		555
556	0,65955		$Q(10)$		0,06	[1669]	556
	Rotations-Schwingungsbande $- X^1\Sigma^+$						
557	5,03755		$P(7)$				557
558	5,04750		$P(8)$			[1896]	558
559	5,05755		$P(9)$	$P_{CO} \approx 0{,}8$ Torr		↓	559
560	5,06773	6—5-Band	$P(10)$	gepulste Gleichstrom-			560
561	5,07807		$P(11)$	entladungen hoher	stärkste Linie		561
562	5,08845		$P(12)$	Stromdichte.			562
563	5,09905		$P(13)$	Es treten Laser-			563
564	5,10985		$P(14)$	Kaskaden über viele			564
565	5,10410		$P(7)$	Stufen auf.			565
566	5,11418		$P(8)$	Für die Übergänge im			566
567	5,12445		$P(9)$	P-Zweig ist eine			567
568	5,13485	7—6-Band	$P(10)$	höhere Inversionsdichte			568
569	5,14530		$P(11)$	zu erwarten als für	stärkste Linie		569
570	5,15595		$P(12)$	Übergänge im R-Zweig			570
571	5,16666		$P(13)$				571
572	5,17765		$P(14)$			↓	572

Nr.	λ (µm)	Bande	Linie	Bedingungen	Bemerkungen	Literatur	Nr.
573	5,18865		$P(15)$			↓	573
574	5,17220	8—7-Band	$P(7)$				574
575	5,18250	8—7-Band	$P(8)$				575
576	5,19290	8—7-Band	$P(9)$				576
577	5,20345	8—7-Band	$P(10)$				577
578	5,21410	8—7-Band	$P(11)$		stärkste Linie		578
579	5,22498	8—7-Band	$P(12)$				579
580	5,23600	8—7-Band	$P(13)$				580
581	5,24710	8—7-Band	$P(14)$				581
582	5,24195	9—8-Band	$P(7)$				582
583	5,25250	9—8-Band	$P(8)$				583
584	5,26310	9—8-Band	$P(9)$				584
585	5,27380	9—8-Band	$P(10)$		stärkste Linie		585
586	5,28465	9—8-Band	$P(11)$				586
587	5,29570	9—8-Band	$P(12)$				587
588	5,30695	9—8-Band	$P(13)$				588
589	5,31820	9—8-Band	$P(14)$				589
590	5,32415		$P(8)$				590
591	5,33490	10—9-Band	$P(9)$				591
592	5,34590	10—9-Band	$P(10)$				592
593	5,35695	10—9-Band	$P(11)$		stärkste Linie		593
594	5,36820	10—9-Band	$P(12)$				594
595	5,37950	10—9-Band	$P(13)$			[1896]	595

Kohlendioxid CO_2

$\Sigma_u^+ \rightarrow \Sigma_g^+$ Rotations-Schwingungsbande

Nr.	λ (µm)	Bande	Linie	Bedingungen	Bemerkungen	Literatur	Nr.
596	9,5691	00°1—02°0-Band	$P(22)$	$P_{CO_2} \approx 0{,}2$ Torr alle Linien kontinuierlich bei Gleichstromanregung von reinem CO_2. Markierte Linien (*) ebenfalls in CO_2-N_2-Gemisch mit strömendem Gas ($P_{N_2} \approx 0{,}8$ Torr). Anregung hier durch Austausch von Schwingungsenergie		[1882] [1883] [1884]	596
597	9,5862	00°1—02°0-Band	$P(24)$			↓	597
598	9,6063	00°1—02°0-Band	$P(26)$				598
599	9,6211	00°1—02°0-Band	$P(28)$		stärkste Linie		599
600	9,6391	00°1—02°0-Band	$P(30)$		Mit CO_2—N_2-Lasern wurden Ausgangsleistungen von 16—187 W kontinuierlich und Wirkungsgrade von 4—10% erreicht [3095] Erhöhter Wirkungsgrad durch Beimischung von He.		600
601	9,6576	00°1—02°0-Band	$P(32)$				601
602	9,6762	00°1—02°0-Band	$P(34)$				602
603	10,5135	00°1—10°0-Band	$P(12)$				603
604	10,5326	00°1—10°0-Band	$P(14)$*				604
605	10,5518	00°1—10°0-Band	$P(16)$*				605
606	10,5713	00°1—10°0-Band	$P(18)$*				606

	Wellen-länge in Luft λ (μm)	Spektrum	Übergang	Betriebsbedingungen	Bemerkungen	Literatur	
	1	2	3	4	5	6	
607	10,5912	00°1—10°0-Band	$P(20)$*	Für Übergänge im P-Zweig ist eine höhere Inversion zu erwarten.		↓	607
608	10,6118		$P(22)$*				608
609	10,6324		$P(24)$*		stärkste Linie		609
610	10,6534		$P(26)$*				610
611	10,6748		$P(28)$	Einige Übergänge im P-Zweig können bereits invertiert sein, wenn die Schwingungszustände in ihrer Gesamtheit noch nicht invertiert sind.			611
612	10,6965		$P(30)$				612
613	10,7194		$P(32)$				613
614	10,7415		$P(34)$				614
615	10,7748		$P(36)$				615
616	10,7880		$P(38)$			[1882] [1883] [1884]	616
	Molekularer Stickstoff N_2						
					Relative Stärke	[1668]	
617	0,86835	2—1-Band	$B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$ Elektronenübergänge; erstes positives System		0,1	↓	617
618	0,86912			$P_{N_2} \approx 1$—4 Torr	1		618
619	0,86980				1		619
620	0,87044			gepulste Entladungen hoher Stromdichte. Die Inversion ist hier grundsätzlich nur im Impulsbetrieb möglich (Erstes System dieser Art und erster Molekül-Laser)	1		620
621	0,87099				0,2		621
622	0,88440	1—0-Band			0,005		622
623	0,88478				0,04		623
624	0,88523				0,03		624
625	0,88563				0,07		625
626	0,88625				0,05		626
627	0,88711				0,3		627
628	0,88790				1		628
629	0,88865				1		629
630	0,88927				1		630
631	0,88989				0,4		631
632	0,89093				0,06		632

633	1,04493				0,006		633
634	1,04612				0,01		634
635	1,04723				0,1		635
636	1,04800	0—0-Band			1		636
637	1,04909				0,06		637
638	1,04948				0,4		638
639	1,05052				0,08		639
640	1,2303				0,01		640
641	1,2312				1		641
642	1,2319	0—1-Band			0,04		642
643	1,2334				0,1		643
644	1,2347				0,06	[1668]	644
645	3,31892		$Q(4)$			R. A. McFarlane	645
646	3,31616		$Q(6)$	gepulste Entladungen		Phys. Rev. **140,** 4 A	646
647	3,31239	2—1-Band	$Q(8)$	hoher Stromdichte		(1965) S. 1070—1071	647
648	3,30755		$Q(10)$		Schwingungen nur		648
449	3,30166		$Q(12)$		im Anstieg (1 μs) des		649
650	3,29462		$Q(14)$		Pumpimpulses (10 μs).		650
651	3,47127		$Q(4)$ $a^1\Pi_g \to a'^1\Sigma_u^-$	2,25 m bei 15 mm ∅			651
652	3,46804	1—0-Band	$Q(6)$	$P_{N_2} \approx$ 0,6—2 Torr	Lebensdauer des unteren		652
653	3,46377		$Q(8)$		Laserniveaus etwa 0,7 s.		653
654	3,45852		$Q(10)$				654
655	3,45212		$Q(12)$				655
656	8,21106	0—0-Band	$Q(6)$	4,25 m bei 75 mm ∅			656
657	8,18384		$Q(8)$	$P_{N_2} \approx$ 0,15 Torr,			657
658	5,2—6,3		zahlreiche Linien noch nicht identifiziert	$P_{He} \approx$ 0,5 Torr			658
659	Linien im Bereich 0,3—0,4 μm		$C^3\,\Pi_u \to B^3\,\Pi_g$ Elektronenübergänge; zweites positives System	$P_{N_2} \approx$ 4 Torr; gepulste Entladung hoher Stromdichte	stärkste Linie 0,3371 μm; V > 10^7/m	[1051]	659

	Wellenlänge in Luft λ (µm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
	Stickstoffoxydul N_2O						
660	10,7698		$P(12)$	strömendes N_2—N_2O-Gemisch		[1884] [2931]	660
661	10,7799		$P(13)$				661
662	10,7901		$P(14)$*	$P_{N_2O} \approx 0{,}1$ Torr			662
663	10,8005		$P(15)$*	$P_{N_2} \approx 0{,}4$ Torr			663
664	10,8107		$P(16)$*	kontinuierlich			664
665	10,8212		$P(17)$*	Markierte Linien (**) auch			665
666	10,8312		$P(18)$* Σ^+ 001—10°0	in reinem, strömendem N_2O			666
667	10,8416		$P(19)$* Rotations-	bei 4—5 Torr [2931].			667
668	10,8523		$P(20)$*, ** Schwingungs-	(*) tritt nur bei besonderen			668
669	10,8628		$P(21)$*, ** bande	Entladungsbedingungen			669
670	10,8736		$P(22)$*, **	auf [1884]			670
671	10,8843		$P(23)$*, **				671
672	10,8951		$P(24)$*, **				672
673	10,9061		$P(25)$*, **				673
674	10,9170		$P(26)$*, **				674
675	10,9280		$P(27)$*, **				675
676	10,9390		$P(28)$*, **				676
677	10,9510		$P(29)$*				677
678	10,9612		$P(30)$*				678
679	10,9724		$P(31)$*				679
680	10,9838		$P(32)$*				680
681	10,9951		$P(33)$*				681
682	11,0067		$P(34)$*				682
683	11,0184		$P(35)$*				683
684	11,0296		$P(36)$*			↓	684
685	11,0416		$P(37)$*			[1884] [2931]	685

	Wasser H_2O						
					Spitzenleistung (W)		
686	16,931		Übergänge nicht identifiziert	$P_{H_2O} \approx 1$ Torr	0,02	[2593] [2768] [2930]	686
687	23,365				0,1		687
688	26,666			gepulste Entladung hoher Stromdichte.	0,5		688
689	27,974			5 m-Rohr von 2,5—5 cm ∅	3		689
690	28,054			Auskopplung durch aluminisierten Siliziumspiegel	—		690
691	28,273				0,6		691
692	28,356				0,01		692
693	32,929			Die Linien 28 μm, 78 μm und 118 μm wurden auch kontinuierlich beobachtet [2593]	0,4		693
694	33,033				7		694
695	35,000				—		695
696	35,841				0,1		696
697	36,619				0,009		697
698	37,859				0,003		698
699	38,094				—		699
700	39,698				0,1		700
701	40,629				0,01		701
702	45,523				0,007		702
703	47,251				0,08		703
704	47,469				0,06		704
705	47,693				0,04		705
706	48,677				0,07		706
707	53,906				0,0008		707
708	55,077				0,06		708
709	57,660				0,02		709
710	67,177				0,01		710
711	73,402				0,002		711
712	78,455				0,007		712
713	79,106				0,006		713
714	89,775				0,006		714
715	115,42				0,0007		715
716	118,65				0,001		716
717	120,08				—	[2593] [2768] [2930]	717

	Wellenlänge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
	Schweres Wasser D_2O						
718	33,896		Übergänge nicht identifiziert			[2768] [2930] [3120]	718
719	35,090			$P_{D_2O} \approx 1$ Torr		↓	719
720	36,319				Spitzenleistung 0,1 W		720
721	36,524			gepulste Entladung hoher Stromdichte			721
722	37,791						722
723	40,994						723
724	56,845						724
725	71,965						725
726	72,429						726
727	72,747						727
728	73,337						728
729	74,545						729
730	76,305						730
731	84,111						731
732	84,291						732
733	107,71					[2768] [2930] [3120]	733
	Molekularer Wasserstoff H_2						
734	0,8335		2→1 $E' \Sigma_g^+ \rightarrow B' \Sigma_u^+$	1,45 m Rohr von 15 mm ⌀		[2709]	734
735	0,8879		1→0 P-Zweig	gepulst (0,2 μs)		↓	735
736	0,8892		1→0				736
737	1,1147		0→0	P-Zweig			737
738	1,1205		0→0				738
739	1,3100		0→1			[2709]	739
	Blei (Pb)						
740	0,7229	Pb I	$3\,P^\circ_1 \rightarrow {}^1D_2$	Quarzrohr 0,6 m mit 5 mm ⌀ in Ofen bei 900 °C. $P_{Pb} \approx 0{,}1$—$0{,}5$ Torr $P_{He} \approx 1$—2 Torr	gepulst $V \gg 10$ Superstrahlung sichtbar	G. R. Fowles, W. T. Silfast Appl. Phys. Lett. **6,** 12 (1965) S. 236—237	740

Nr.	λ	Ion	Übergang	Bedingungen	Bemerkungen	Literatur	Nr.
	Zink (Zn)						
741	0,492404	Zn II	$4f\ ^2F_{7/2} \rightarrow 4d^2D_{5/2}$	Quarzrohr 1,5 m mit 5 mm ⌀ in Ofen bei 300—400 °C $P_{\text{Zn}} \approx$ 0,6—7 Torr	gepulst	G. R. Fowles, W. T. Silfast JEEE — **QE 1, 3** (1965) S. 132	741
742	0,775786	Zn II	$6s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{3/2}$				742
	Cadmium (Cd)						
743	0,533749	Cd II	$4f\ ^2F_{5/2} \rightarrow 5d^2D_{3/2}$	Quarzrohr 1,5 m mit 5 mm ⌀ in Ofen bei 200—320 °C $P_{\text{Cd}} \approx$ 0,6—7 Torr	gepulst	G. R. Fowles, W. T. Silfast JEEE — **QE 1, 3** (1965) S. 132	743
744	0,537804	Cd II	$4f\ ^2F_{7/2} \rightarrow 5d^2D_{5/2}$				744
	Nicht identifiziert Entladung in **HCN, CH_3CN, C_6H_6CN**						
745	337	—	—	$P \approx$ 1 Torr, gepulst (1 μs) 9,3 m Rohr von 2,5 cm ⌀	Spitzenleistung 10 W, jedoch Aussetzen der Funktion nach 100 Impulsen	[3120]	745
	Phosphor				rel. Intensität		
746	0,334776	P IV	$4p\ ^3P^\circ_2 \rightarrow 4s^3S_1$	2 m bei 4 mm ⌀	3	↑	746
747	0,4222,25	P III	$4p\ ^2P^\circ_{3/2} \rightarrow 4s^2S_{1/2}$	1 m bei 3 mm ⌀ dielektr. Spiegel. gepulste Entladung in PF_5 bei etwa 0,002 Torr	4		747
748	0,602427	P II	$4p\ ^3D_2 \rightarrow 4s^3P^\circ_1$		10		748
749	0,603419	P II	$4p\ ^3D_1 \rightarrow 4s^3P^\circ_0$		8		749
750	0,604322	P II	$4p\ ^3D_3 \rightarrow 4s^3P^\circ_2$		10		750
751	0,608804	P II	$4p\ ^3D_1 \rightarrow 4s^3P^\circ_1$		6	P. K. Cheo, H. G. Cooper	751
752	0,616574	P II	$4p\ ^3D_2 \rightarrow 4s^3P^\circ_2$		7	Appl. Phys. Letters	752
753	0,667193	P (?)	—		3	**7,** 7 (1965) S. 202—204	753
	Fluor						
754	0,275959	F III	$3p\ ^2D^\circ_{5/2} \rightarrow 3s^2D_{5/2}$	gepulste Entladung in PF_5 oder SF_6 bei etwa 0,002 Torr	5		754
755	0,282608	F IV	$3p\ ^3D_3 \rightarrow 3s^3P^\circ_2$		1		755
756	0,312156	F III	$3p\ ^4D^\circ_{7/2} \rightarrow 3s^4P_{5/2}$		6		756
757	0,317418	F III	$3p\ ^2D^\circ_{5/2} \rightarrow 3s^2P_{3/2}$	2 m bei 4 mm ⌀; Al-Spiegel	8		757
758	0,320274	F II	$3p\ '^1D_2 \rightarrow 3s'^1D^\circ_2$		2		758
759	0,402478	F II	$3p\ ^2P_2 \rightarrow 3s^3S^\circ_1$		6	↓	759

	Wellenlänge in Luft λ (μm) 1	Spektrum 2	Übergang 3	Betriebsbedingungen 4	Bemerkungen 5	Literatur 6	
760	0,455259	F (?)	—	1 m bei 3 mm ∅	6		760
761	0,456784		—	dielektr. Spiegel	5		761
762	0,634724		—		10		762
763	0,637148		—		10		763
	Chlor (siehe auch 98 bis 109)						
764	0,263270	CL (?)	—	gepulste Entladung			764
765	0,319143	CL III	$4p^4S^\circ{}_1 \to 4s^4P_2$	in Cl_2 bei etwa			765
766	0,339287	CL III	$4p'^2D^\circ{}_1 \to 4s'^2D_1$	0,002 Torr			766
767	0,339345	CL III	$4p'^2D^\circ{}_2 \to 4s'^2D_2$				767
768	0,353003	CL III	$4p'^2F^\circ{}_3 \to 4s'^2D_2$	2 m bei 4 mm ∅;			768
769	0,356069	CL III	$4p'^2F^\circ{}_2 \to 4s'^2D_1$	Al-Spiegel			769
770	0,360210	CL III	$4p^4D^\circ{}_3 \to 4s^4P_2$				770
771	0,361210	CL III	$4p^4D^\circ{}_2 \to 4s^4P_1$				771
772	0,362269	CL III	$4p^3D^\circ{}_1 \to 4s^4P_0$				772
773	0,372046	CL III	$4p^2D^\circ{}_2 \to 4s^2P_1$				773
774	0,374878	CL III	$4p^2D^\circ{}_1 \to 4s^2P_0$				774
775	0,476874	CL II	$4p''^3D_2 \to 4s'^3P^\circ{}_1$	1 m bei 3 mm ∅ dielektr. Spiegel			775
	Brom (siehe auch 92—95)						
776	0,474266	Br II	$5p''^3D_3 \to 5s''^3P^\circ{}_2$	Röhre 200 cm bei 7 mm ∅.	schwach	W. M. KEEFFE,	
777	0,505463	Br II	$5p'^3F_3 \to 4d^3D^\circ{}_2$	Dielektrische Spiegel.	schwach	W. J. GRAHAM	
778	0,518238	Br II	$5p^3P_2 \to 5s^3S^\circ{}_1$	Gepulste Entladung (4 ms)	stark	Appl. Phys. Lett.	
779	0,523826	Br II	$5p^3P_1 \to 5s^3S^\circ{}_1$	bei 0,04 Torr Br_2	mittel	**7**,10 (1965)	
780	0,533203	Br II	$5p'^1F_3 \to 5s'^1D^\circ{}_2$		sehr stark	S. 263—264	

Nicht identifiziert (Entladung in N_2—CS_2)

	λ		λ	Betriebsbedingungen	relative Leistung (781–785)	relative Leistung (786–790)	Literatur	
781	11,4823 μm	786	11,5166 μm	Röhre 200 cm	0,18	0,25	C. K. N. PATEL	781
782	11,4893	787	11,5237	bei 25 mm ∅;	1,0 (10 mW)	0,12	Appl. Phys.	
783	11,5962	788	11,5307	2,0 Torr N_2,	0,7	0,16	Letters	
784	11,5031	789	11,5376	0,1 Torr CS_2;	0,35	<0,1	**7**,10 (1965)	
785	11,5099	790	11,5446	strömendes Gasgemisch	0,18	0,50	S. 273—274	790

Tabelle 16—3

Halbleiterlaser

Material	Wellenlänge (µm)	Temperatur (°K)	Betriebsweise	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6
CdS	0,4966	4,2	e^-, gepulst $20 s^{-1}$		[143] [3105]
$GaAs_x P_{1-x}$	0,65—0,9			Emissionswellenlänge durch Mischungsverhältnis einstellbar	[1119]
$GaAs_{0,63} P_{0,47}$	0,6620	77	Diode, gepulst	$\Delta \lambda_{sp} \approx 140$ Å	[31]
$GaAs_{0,56} P_{0,44}$	0,71	77	Diode, gepulst	$\Delta \lambda_{sp} \approx 125$ Å	[1119]
CdTe	0,8	—	e^-, gepulst		[3105]
GaAs	0,837	4,2	Diode, kontinuierlich	$\Delta \lambda_{sp} \approx 100$ Å; Leistung ~ 1 W	[1997]
	0,841	20	Diode, gepulst	$\Delta \lambda_{sp} \approx 125$ Å	[1004]
	0,843	77	Diode gepulst, kontinuierlich	$\Delta \lambda_{sp} \approx 175$ Å; 100 W Spitzenleistung	[1997]
	0,85	300	Diode, gepulst	10 W Spitzenleistung	[1139] [1947]
	0,85	4—77	e^-, gepulst		[559] [1159]
	0,85		optisch gepumpt		[3105]
	0,843 } 0,880 }	77	Diode	gleichzeitig	[1805]
InP	0,906	2	Diode, kontinuierlich		[411]
	0,9025 0,9060 0,9085	{ 4,2—77 verschiedene Moden	Diode, gepulst		[411] [2550]
$InA_x P_{1-x}$	0,9—3,2			Emissionswellenlänge durch Mischungsverhältnis einstellbar	[37]
$InAs_{0,51} P_{0,49}$	1,602	77	Diode, gepulst	$\Delta \lambda_{sp} \approx 600$ Å	[37]

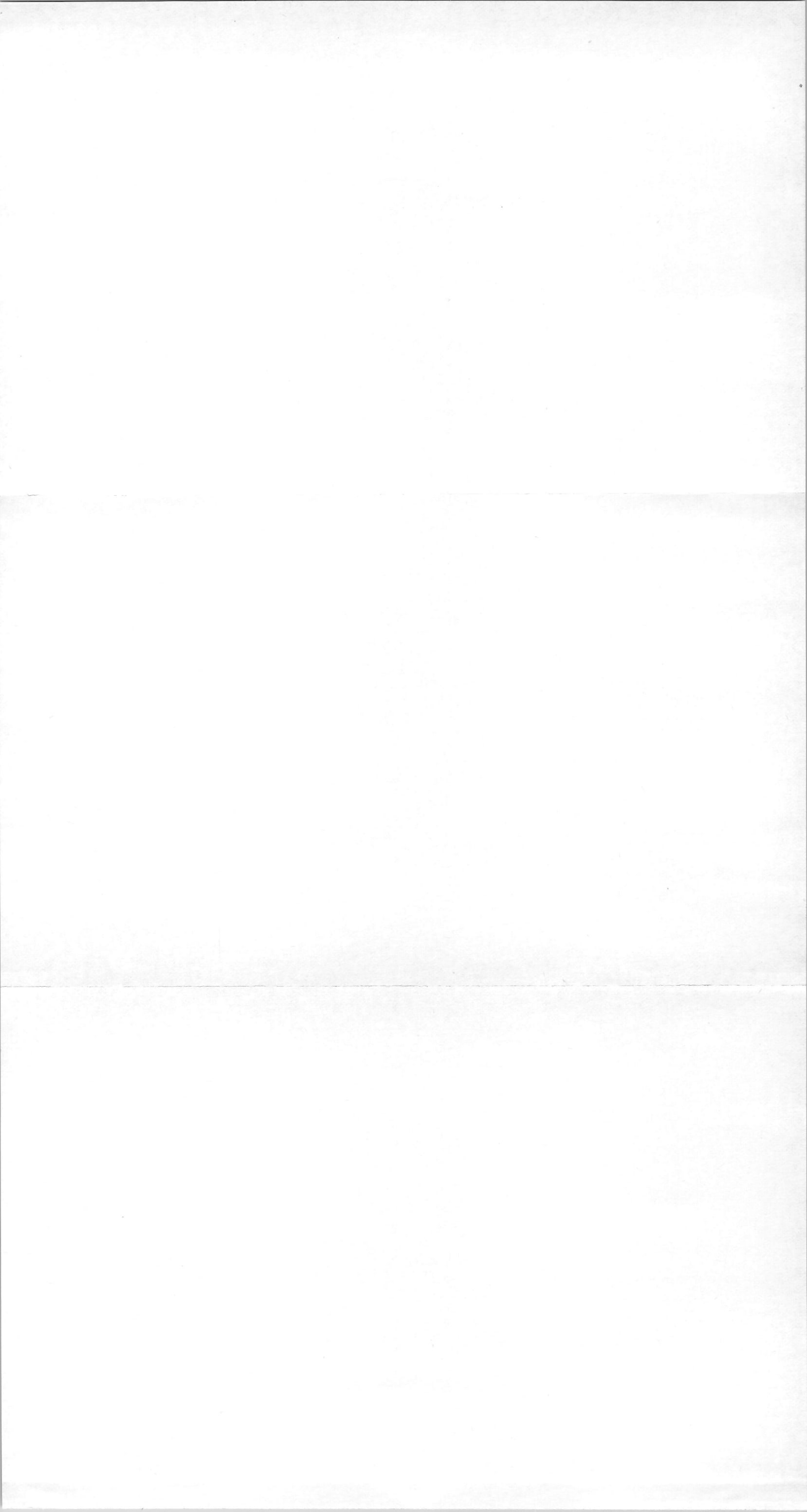
Material 1	Wellenlänge (μm) 2	Temperatur (°K) 3	Betriebsweise 4	Bemerkungen 5	Literatur 6
$(In_xGa_{1-x})As$	0,85—3,2			Emissionswellenlänge durch	[1690]
$(In_{0,65}Ga_{0,35})As$	1,77	1,9	Diode, gepulst	Mischungsverhältnis einstellbar	
$(In_{0,75}Ga_{0,25})As$	2,07	1,9	Diode, gepulst	$\Delta\lambda_{sp} \approx 500$ Å in Magnetfeld	[1690]
				von 14 kG	[1690]
GaSb	1,6		Diode, gepulst		[2785]
			e^-, gepulst		[2718] [3105]
InAs	3,0	10	opt. gepumpt	GaAs-Laser als Pumpquelle	[2933]
	3,1—3,2	4,2—77	Diode, gepulst	$\Delta\lambda_{sp} \approx 2000$ Å durch	[1685] [1691]
			e^-, gepulst	Magnetfeld abstimmbar	[2717] [3105]
Te	3,7	4,2	e^-, gepulst		[2716]
PbS	4,22—4,28	4,2	e^-, gepulst		[2857]
InSb	5,085	10	Diode, gepulst	21 KG } mit Magnetfeld	[1688]
	5,18	1,7—4	Diode, gepulst, kontinuierlich	27 KG } mit Magnetfeld	[1935]
	5,27	10	Diode, gepulst		[1688]
	5,3		e^-, gepulst	15,5 KG } mit Magnetfeld	[3110] [3105]
PbTe	6,5	12	Diode, gepulst	$\Delta\lambda_{sp} \approx 10000$ Å	[423]
	6,39—6,44	4,2	e^-, gepulst		[2857]
PbSe	8,5	12	Diode, gepulst	$\Delta\lambda_{sp} \approx 10000$ Å	[423]
	8,5	4,2	e^-, gepulst		[2857]

Tabelle (16—2)[1]

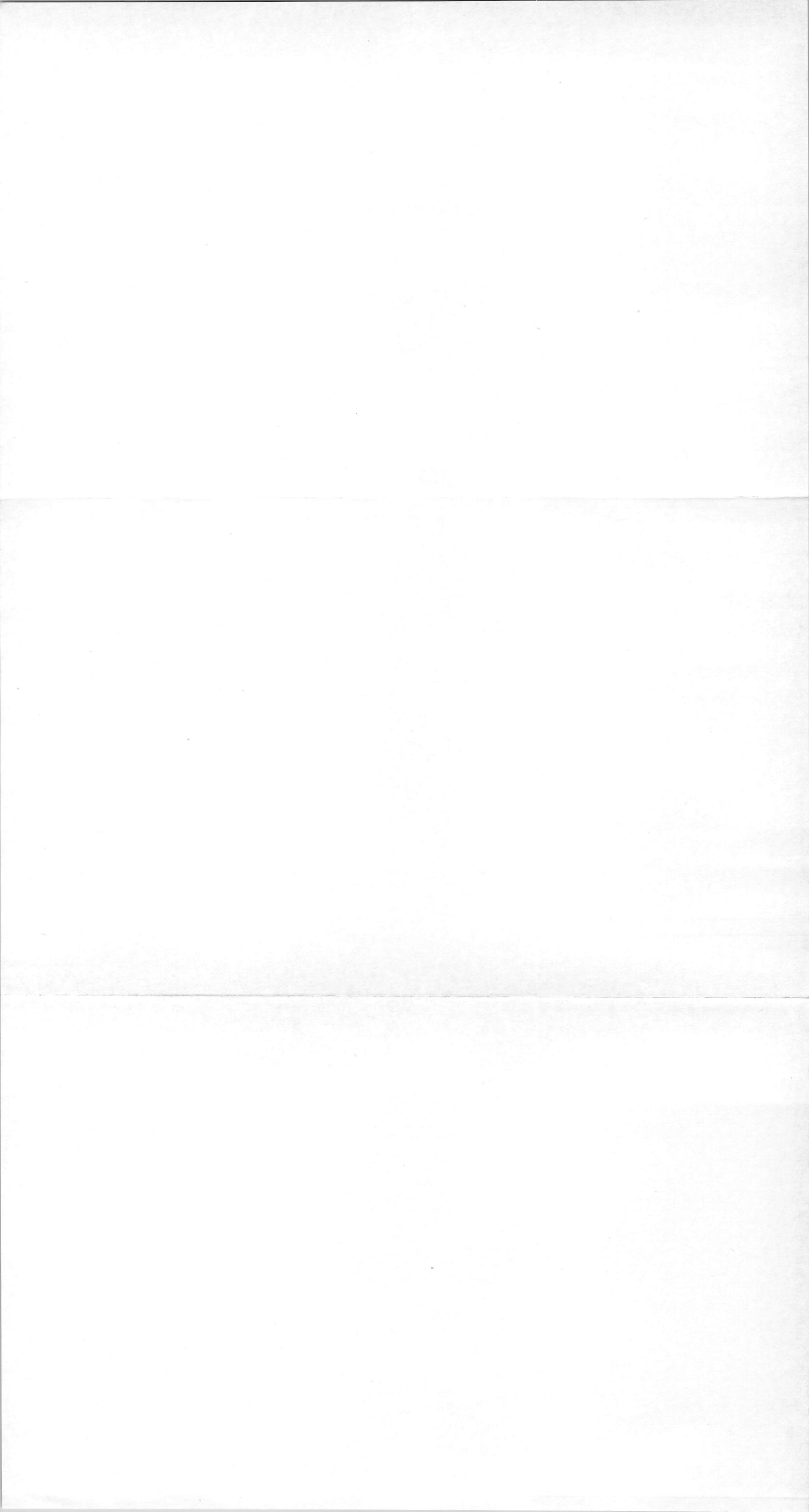
Übergänge in dielektrischen Festkörpern und Flüssigkeiten

Aktives Ion	Wirtmaterial	Temperatur (°K)	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$	Konzentration des aktiven Ions (%)	sp. Lebensdauer (ms)	sp. Linienbreite (Å)	Laserübergang	Abstand $E_1—E_0$ (cm—1)	Pumpbereich (Å)	Pumpquelle	Betriebsweise	Schwellenergie-Spirale (Ws)	Schwell-Leistung (W)	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Cr^{3+}	**Al_2O_3; Rubin**	77—400	0,6934→ 0,6943 77°→300°	0,001—0,08 opt. 0,035	2,9	0,08→5	R_1-Linie $^2E(2\bar{A}) \to {}^4A_2$	0; 3-Niveau	5500 ± 500 / 4100 ± 500	Hg-Bogen / weißes Licht	Impuls / kont.			Praktisch wichtigster Festkörperlaser; erster Laser (1960)	[1593] [1594] [495] [1586]
	$\mu_\parallel = 1{,}769$ $\mu_\perp = 1{,}76$;	77	0,6934	0,005	2,9	0,08				Hg-Lampe	kont.	—	800 W	Trompetenlaser, max. 4 mW Leistung	[1801]
	$\left(\frac{d\mu}{dt}\right)_{20°} = \left.\begin{matrix}13\cdot10^{-6}(\omega)\\17\cdot10^{-6}(\varepsilon)\end{matrix}\right\}$ grd^{-1}	300	0,6943	0,035	2,9	2—3				Hg-Bogen	kont.	—	600—700/ Zoll Länge	Rubinstab, wassergekühlt; ∼ 100 mW/Zoll	[702] [2078]
	$\left(\frac{1}{\lambda}\frac{d\lambda}{dt}\right)_{20°} = 10\cdot10^{-6}$ grd^{-1}	300	0,6943	0,035	2,9	2—3				Xe-Blitz	Impuls	1000 cm^{-3}	—	In abbildenden Anordnungen Schwelle minimal ∼ 50 Ws; Ausgangsenergie 1—5 Ws/cm³ ms; $\eta \leq$ 1,5%	
	$\varrho = 3{,}99$ sp. W = 0,18 cal/grd	300	0,6929	0,035	3,1	3	R_2-Linie $^2E(\bar{E}) \to {}^4A_2$	0; 3-Niveau	5500 ± 500 4100 ± 500	Xe-Blitz	Impuls	1300 cm^{-3}	—	bei Dämpfung der R_1-Linie	[1542]
		77 77	0,7009 0,7041	0,5			gekoppelte Ionenpaare	4-Niveau ∼ 100	3500—6000	Xe-Blitz	Impuls	3600	—		[2162] [2580]
Nd^{3+}	**$Y_3Al_5O_{12}$ (YAG)**	300	1,0648 stärkste Linie	< 6 opt. ∼ 3	0,2	7,3				Xe-Bogen	kont.	2	450	YAG ist in optisch einwandfreier Qualität herstellbar; $L_a \approx 0{,}25$ W pro Zoll. Keine Ladungsträgerkompensation in Granaten notwendig.	[870]
	$\mu = 1{,}8186$ (1,06 μm)								7000—8000	Glühlampe	kont.		360		
		77			0,2	1,5									[870]
	YAG + 1% Cr^{3+}	300	1,0648	1,5	0,2	7,3			3500—8000	Hg-Lampe	kont.		750	Nd^{3+} wird durch sp. Emission von Cr^{3+} gepumpt; hoher Wirkungsgrad	[1339]
	$Y_3Ga_5O_{12}$	300	1,0633 stärkste Linie	< 6	0,2	7,3 (300°)	$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000 bei 300 °K 4-Niveau	7000—8000	Xe-Blitz	Impuls	450		Die im Vergleich zu YAG ungünstigeren Resultate sind auf mangelhafte Kristallqualität zurückzuführen.	[870]
	$Gd_3Ga_5O_{12}$	300				1,5 (77°)					Impuls	360			[870]
	$CaWO_4$	77	1,0576	< 3	0,12—0,17 konzentrationsabhängig	∼ 7 für 77° K			5700—6000	Xe-Blitz Hg-Bogen	Impuls	80	500—1200	In $CaWO_4$ ist Ladungsträgerkompensation durch Na^+ notwendig (Ca^{2+}—Nd^{3+}). Die Schwellwerte sind stark schwankend, da fehlerfreie Kristalle kaum erhältlich sind. In abbildender Anordnung bei 300°K minimale Schwellenergie ∼ 0,3 Ws	[1209] [1222]
	$\mu_\varepsilon = 1{,}9081$; $\mu_\omega = 1{,}8933$ (1,06 μm)	300	1,0582	optimal							kont.	2			[1209] [1222]
	$\left(\frac{d\mu}{dt}\right)_{20°} = \left.\begin{matrix}7{,}1\cdot10^{-6}(\omega)\\4{,}6\cdot10^{-6}(\varepsilon)\end{matrix}\right\}$ grd^{-1}	77	1,0633			∼ 18 für 300°K					Impuls	14			[1209] [1219]
		77	1,0641								Impuls	7			[1209] [2631]
		77	1,0650	1,5—2							kont.	1,5			[1209] [1215] [1216] [1219] [1222] [2631]

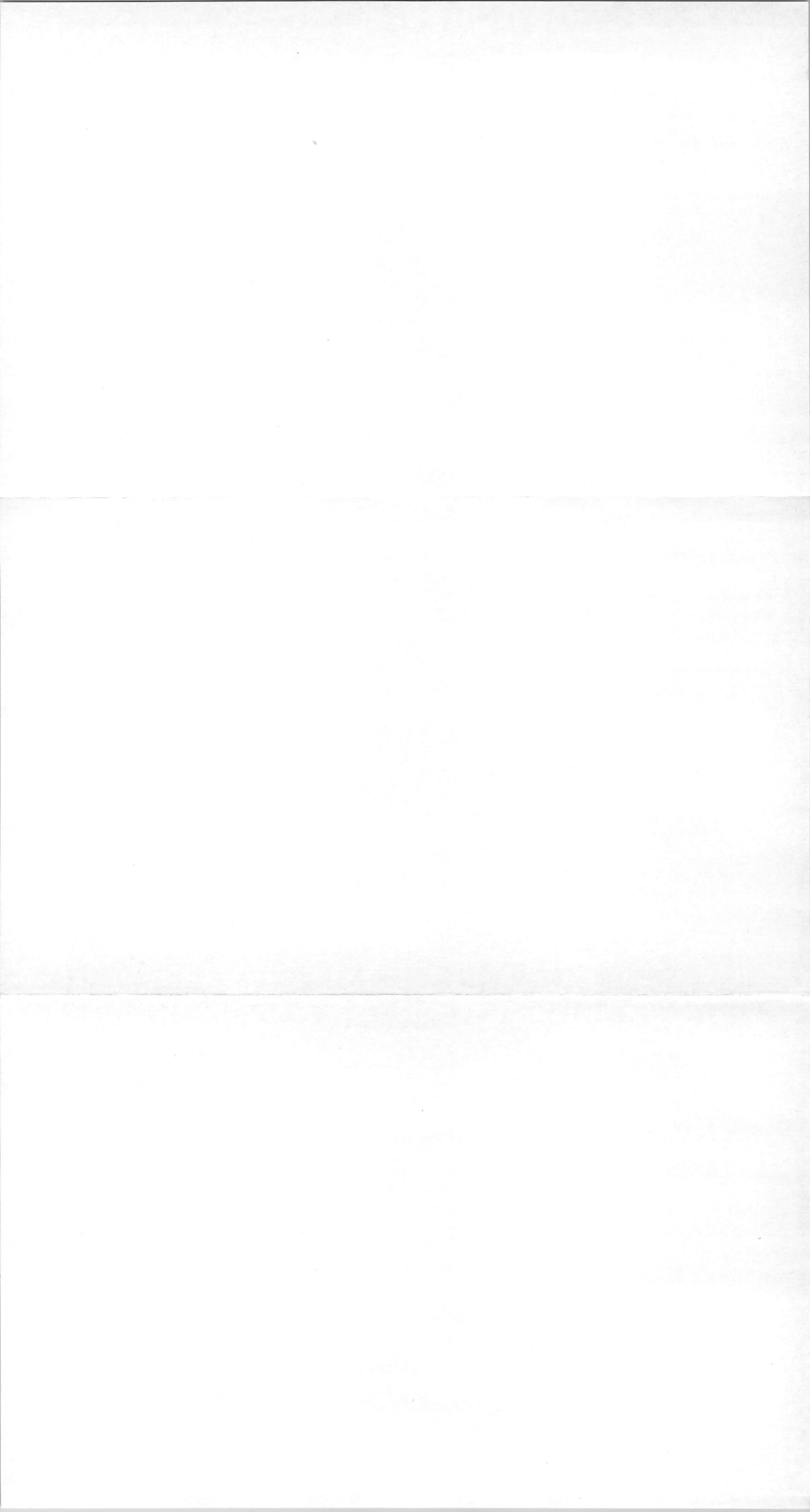
[1] Die angegebenen Schwellwerte für Impulsbetrieb sind zutreffend für eine gut dimensionierte Anordnung mit einer spiraligen Blitzlampe. In abbildenden Anordnungen liegen die absoluten Werte für Anregung der Stabmitte um den Faktor 5 bis 10 niedriger (s. Kap. 14).



Aktives Ion	Wirtmaterial	Temperatur (°K)	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$	Konzentration des aktiven Ions (%)	sp. Lebensdauer (ms)	sp. Linienbreite (Å)	Laserübergang	Abstand E_1—E_0 (cm^{-1})	Pumpbereich (Å)	Pumpquelle	Betriebsweise	Schwellenergie Spirale (Ws)	Schwell-Leistung (W)	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Nd^{3+}		300	1,0652				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$				kont.	3	1300	Kontinuierliche Leistung optimal bis 1 W	[1209] [1222]
		77	1,066								Impuls	6			[1209][1222][2631]
		77	0,9145			13	$^4F_{3/2} \to {}^4I_{9/2}$	471	5700—6000	Xe-Blitz	Impuls	4,6		mit selektiven Spiegeln	[1222]
												2,1			
		77	1,3372												[1222]
		77	1,345			8,5	$^4F_{3/2} \to {}^4I_{13/2}$	~ 4000	5700—6000	Xe-Blitz	Impuls	7,6		mit selektiven Spiegeln	[1222]
		77	1,387									780			[1222]
		300	1,3392									3,6			[1222]
	$SrWO_4$	77	1,0574									4,7			[1209]
		77	1,0607				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—6000	Xe-Blitz	Impuls	5,1			[1209]
		300	1,0627									180			[1209]
		77	1,063									7,6			[1209]
	$SrMoO_4$	300	1,0576									45			[1209]
		77	1,059									150			[1209]
		77	1,0611									500			[1209]
		77	1,0627		0,2		$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—6000	Xe-Blitz	Impuls	170			[1209]
		77	1,0640									17			[1209] [1220]
		300	1,0643			~ 17						125			[1209] [1220]
		77	1,0652									70			[1209]
Nd^{3+}	$CaMoO_4$	77	1,067				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—5900	Xe-Blitz	Impuls	100		mit besserer optischer Qualität herstellbar als $CaWO_4$	[1209]
		300	1,0673									360			[1209]
		300	1,061	1—1,8	0,14—0,12					Hg-Bogen	kont.	1	800		[669]
	$PbMoO_4$	300	1,0586		0,12		$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—5900	Xe-Blitz	Impuls	60			[1209]
	$Ca(NbO_3)_2$	77	1,060	0,5	0,12		$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—5900	Xe-Blitz	Impuls	2			[119]
	Gd_2O_3	77	1,0741									36			[2295]
		77	1,0776		0,12	~ 9				Xe-Blitz	Impuls	—			[2295]
		77	1,0789				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—6000			9		Abmessungen 0,6 cm bei 2 mm ⌀	[2295]
		300	1,0789		0,12	~ 30				Xe-Blitz	Impuls	9			[2295]
		300	1,0741									~ 40			[2295]
	$Na_{0,5}\,Gd_{0,5-x}\,Nd_x\,WO_4$	77	1,06		0,18—0,05	~ 300	$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	~ 2000	5700—6000	Xe-Blitz	Impuls	~ 25—1000		Günstigste Dotierung	[1927]
	$x = 0,01$—$0,5$				je nach Nd^{3+}-Dotierung							je nach Nd-Dotierung		$\sim x = 0,03$	

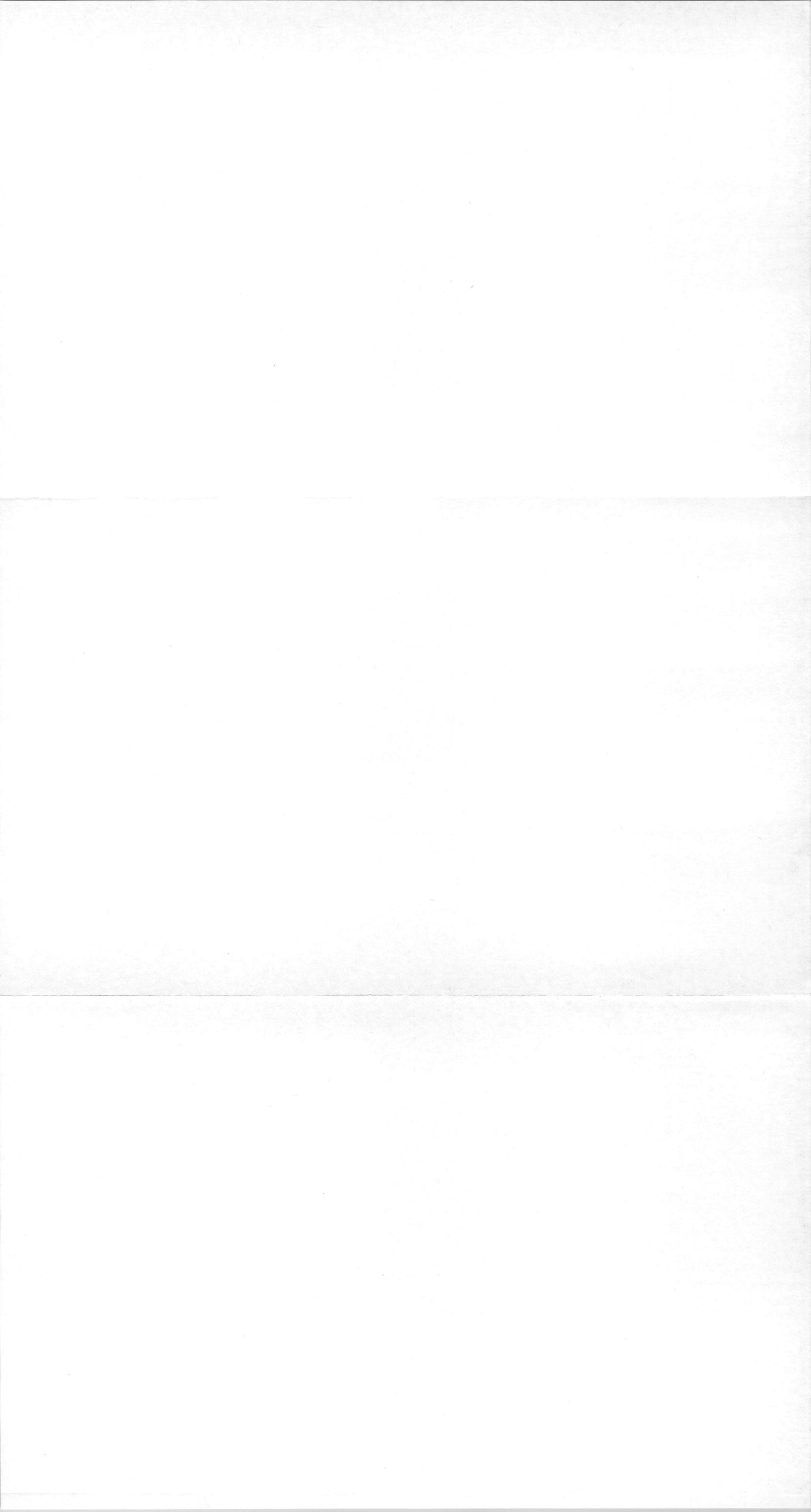


Aktives Ion	Wirtmaterial	Temperatur (°K)	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$	Konzentration des aktiven Ions (%)	sp. Lebensdauer (ms)	sp. Linienbreite (Å)	Laserübergang	Abstand E_1—E_0 (cm^{-1})	Pumpbereich (Å)	Pumpquelle	Betriebsweise	Schwellenergie Spirale (Ws)	Schwell-Leistung (W)	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Nd^{3+}	**Y_2O_3**	77 77	1,073 1,078		0,26	4,5	$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	~ 2000		Xe-Blitz	Impuls	250 350		Stab 0,2 cm lang bei 2 mm ∅	[1132] [1132]
	CaF_2 ($\mu = 1{,}429$)	77 300	1,0457 1,047	0,3—1,5			$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5000—8000	Xe-Blitz	Impuls Impuls	60 190			[1208] [1262]
	SrF_2	77 77 300	1,0437 1,044 1,037		1,6		$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	7200—7500	Xe-Blitz	Impuls	150 — 480			[1209] [929] [1209]
	BaF_2 ($\mu = 1{,}469$)	77	1,060				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5700—6000	Xe-Blitz	Impuls	1600			[1209]
	LaF_3	77 77 77 77 300	1,035 1,0399 1,0631 1,0633 1,0633				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5000—6000	Xe-Blitz	Impuls	— 75 93 75 150			[1209] [1209] [1209] [1209] [1209]
	Gläser	300	~ 1,06	optimal 6	0,06—0,7 nach Glasart	300	$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$	2000	5000—8000	Xe-Blitz	Impuls	50—200		Zahlreiche Linien über 80—100 Å verteilt. Mit Faser kontinuierlich bei 1800 W; bei Stäben wegen Wärmestauung nicht möglich [2641] In Borat-Glas liegen die Linien bei 0,918 μm, 1,057 μm und 1,401 μm [1908]	[820] [2290]
	$\mu = 1{,}5106$ (LG 55)	80	~ 0,918	6			$^4F_{3/2} \to {}^4I_{9/2}$	~ 470		Xe-Blitz	Impuls	700	selektive Spiegel		[1675]
		300	~ 1,37				$^4F_{3/2} \to {}^4I_{13/2}$	~ 4000		Xe-Blitz	Impuls	460			[1672]
Dy^{2+}	**CaF_2**	77	2,36					~ 35 bei 77 °K 3-Niveau bei 4 °K 4-Niveau				20	80—800	In den γ-bestrahlten Kristallen ist nur ein kleiner Teil Dy^{2+} vorhanden. Der Pumpübergang wird gesättigt, Verlängerung der scheinbaren Relaxationszeit durch diesen „Flaschenhals"; sehr leicht kontinuierlich; 1 axialer Mode; geringer Wirkungsgrad; Laserfunktion auch in polykristallinem CaF_2:Dy^{2+} [1038]	[1207] [1337] [1338] [2630] [2631]
		4	2,36	< 0,01 nominell 0,05	1—16 je nach Dotierung	0,1	$^5I_7 \to {}^5I_8$		5000—10000	Xe-Bogen Glühlampe Hg-Bogen	kont.	< 0,2	einige W		
Tm^{2+}	**CaF_2**	4	1,1160		4		$^2F_{5/2} \to {}^2F_{7/2}$	556	2800—6300		kont.	50	600		[1338]
		20 77	1,1153 1,1153					0; 3-Niveau		Xe-Bogen	Impuls Impuls	450 800			[1209] [1209]



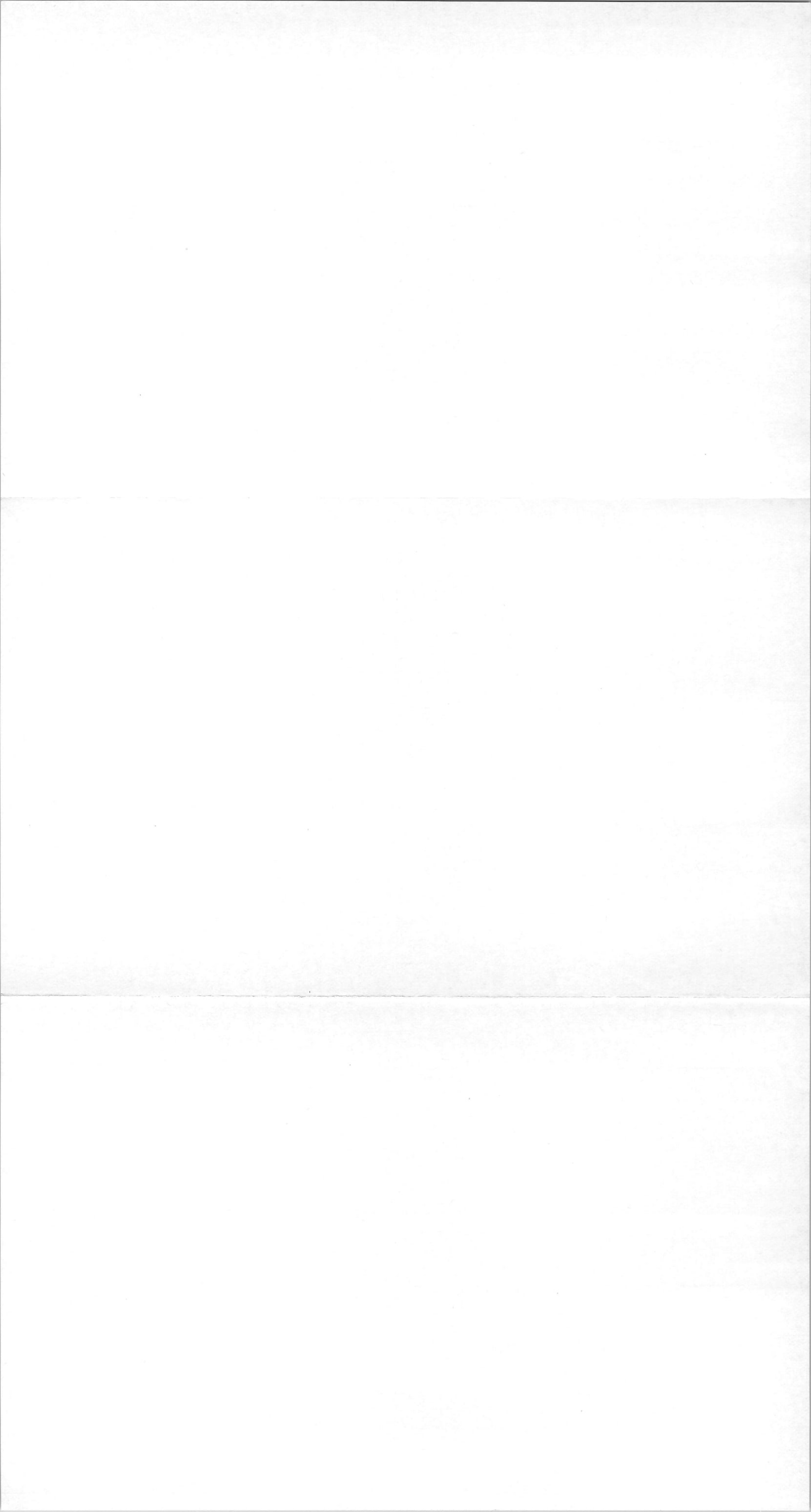
Aktives Ion	Wirtmaterial	Temperatur (°K)	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$	Konzentration des aktiven Ions (%)	sp. Lebensdauer (ms)	sp. Linienbreite (Å)	Laserübergang	Abstand E_1—E_0 (cm^{-1})	Pumpbereich (Å)	Pumpquelle	Betriebsweise	Schwellenergie Spirale (Ws)	Schwell-Leistung (W)	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Tm^{2+}	**$CaWO_4$**	77	1,911				$^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	325	4600—4800	Xe-Blitz	Impuls	60			[1223]
		77	1,916						17000—18000		Impuls	73			[819] [2631]
	$Ca(NbO_3)_2$	77	1,91				$^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	~ 325		Xe-Blitz	Impuls	125			[119]
	SrF_2	77 77	1,972 1,917				$^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	~ 325		Xe-Blitz	Impuls	1600			[1209] [2631]
Tm^{3+}	**Er_2O_3**	77	1,934	0,5	2,9			~ 325	4500—9500	Xe-Blitz Glühlampe	Impuls kont.	< 3	~ 500	Kristall 1 cm lang mit Silberspiegeln Energieaustausch $Er^{3+} \rightarrow Tm^{3+}$	[3022]
	YAG	77 77	1,8834 2,0132	2	15		$^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	240 582	Rot	Glühlampe Xe-Blitz	Impuls kont.	590 208	315		*
	$Er_{1,48}Y_{1,5}AL_5O_{12}$	77	1,880 1,884 2,014	2	15		$^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	228 240 582	Rot	Glühlampe Xe-Blitz	Impuls kont.	264 180 170	520	Energieaustausch $Er^{3+} \rightarrow Tm^{3+}$	*
	YAG + 0,5 % Cr^{3+}	77 300	2,0132 2,019	2	15		$^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	582 600	Rot	Glühlampe Xe-Blitz	Impuls kont.		160	Pumpen durch sp. Emission von Cr^{3+}	*
Ho^{3+}	**$CaWO_4$**	77	2,046	0,5	2,2		$^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$	230	4400—4600	Xe-Blitz		80—300			[1209] [1214] [1672]
		77	2,059								Impuls	250			[1209] [1672] [2631]
	CaF_2	77	2,092									260			[1209]
	$Ca(NbO_3)_2$	77	2,047	0,5								90			[119]
	Glas	77	> 1,95		0,7		$^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$	~ 230	4400—4600	Xe-Blitz	Impuls	3400			[819]
	YAG	77	2,0914 2,0975 2,1223	2	4		$^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$	462 518	Rot	Xe-Blitz	Impuls	1760 44 410			*
	$Er_{1,48}Y_{1,5}AL_5O_{12}$	77	2,0917 2,0979 2,123	2	4		$^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$	462 518	Rot	Glühlampe Xe-Blitz	Impuls kont.	390 11 3800	47	Energieaustausch $Er^{3+} \rightarrow Ho^{3+}$	*
	YAG + 0,5 % Cr^{3+}	77	2,0975 2,1223	2	4		$^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$	462 518	Rot	Glühlampe Xe-Blitz	Impuls kont.	25 25	210 250	Energieaustausch $Cr^{3+} \rightarrow Ho^{3+}$	*

* L.F. Johnson, J.E. Geusic, L.G. Van Uitert. Appl. Phys. Letters **7,** 5 (1965) S. 127—129

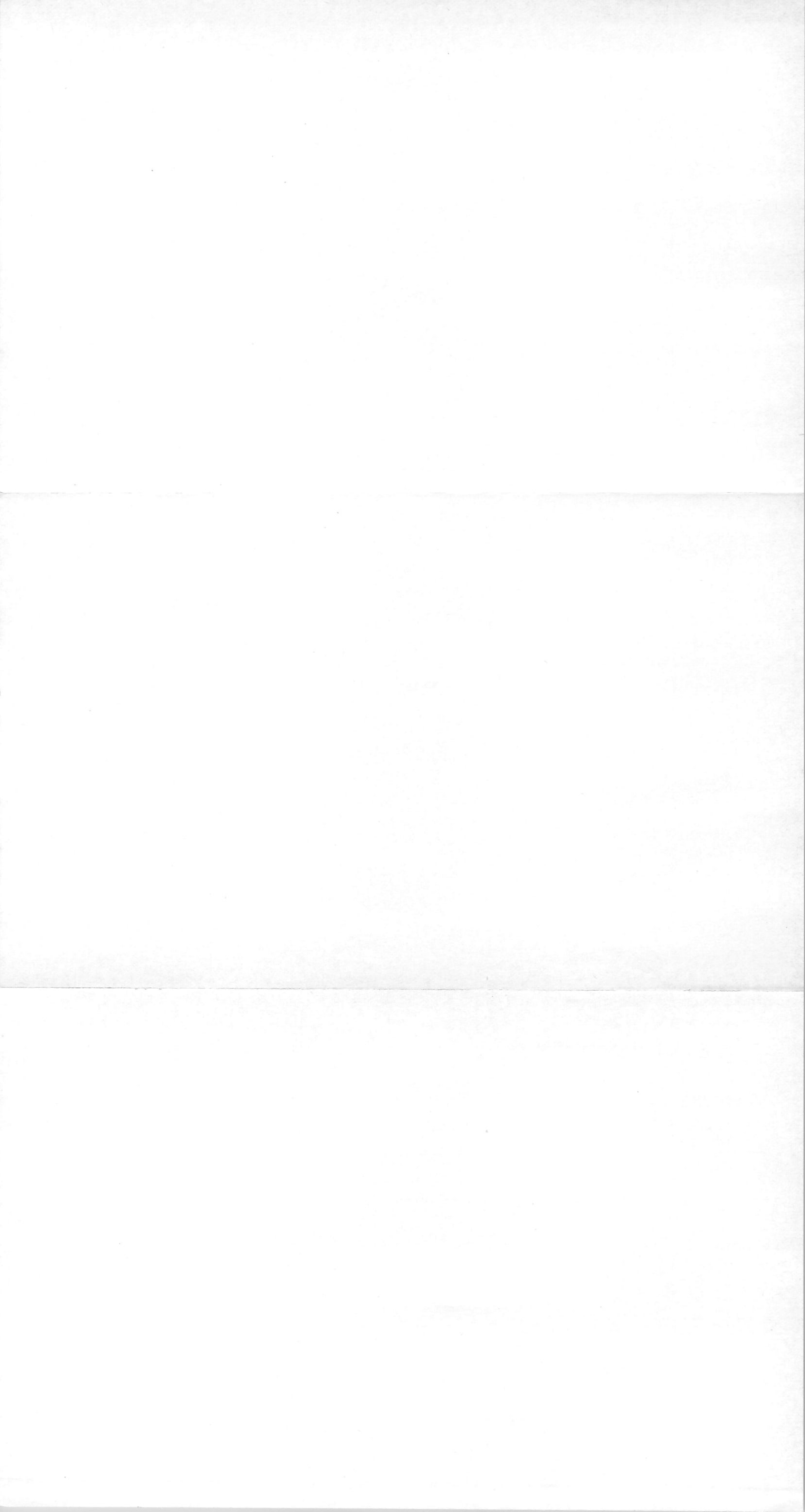


Aktives Ion 1	Wirtmaterial 2	Temperatur (°K) 3	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$ 4	Konzentration des aktiven Ions (%) 5	sp. Lebensdauer (ms) 6	sp. Linienbreite (Å) 7	Laserübergang 8	Abstand E_1—E_0 (cm^{-1}) 9	Pumpbereich (Å) 10	Pumpquelle 11	Betriebsweise 12	Schwellenergie Spirale (Ws) 13	Schwell-Leistung (W) 14	Bemerkungen 15	Literatur 16
Sm^{2+}	**CaF_2**	20	0,7085	0,05	0,002	0,7	$^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$	263	6000—6600	Xe-Blitz	Impuls	0,01			[1236] [2316] [2631]
	SrF_2	4,2	0,6969	0,1	15	0,3	$^5D_0 \rightarrow {}^7F_1$	270	4000—6500						[2319]
Pr^{3+}	**$CaWO_4$**		1,0468	0,5								20			[2636]
	$SrMoO_4$	77	1,04	0,08			$^1G_4 \rightarrow {}^3H_4$	377	4000—5000	Xe-Blitz	Impuls				[1209]
	Ca $(NbO_3)_2$		1,04									20—25			[119]
	LaF_3		0,5985	1								60			[2298]
Er^{3+}	**$CaWO_4$**	4,2 27 77	1,612		12		$^4I_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	375	3800—5200	Hg-Bogen Xe-Blitz	Impuls kont. Impuls	0,1 1	600	2mW Leistung	[1209] [1337] [1209]
	CaF_2	77	1,617	0,1	20		$^4I_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	~ 375	4800—6500	Xe-Blitz	Impuls	1000			[1967]
	Ca $(NbO_3)_2$	77	1,61				$^4I^3/_2 \rightarrow {}^4I_{15/2}$	~ 375		Xe-Blitz	Impuls	800			[119]
	YAG	77	1,6452 1,6602				$^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	525 525	Rot	Xe-Blitz	Impuls	470 80			*
	Er^{3+} — Yb^{3+} — Glas	300	1,5426	0,25 Er_2O_3 15 Yb_2O_3	14				8000—10000 (Yb^{3+})	Xe-Blitz	Impuls	700		Fiber 1 mm dick, 560 mm lang; Energieaustausch $Yb^{3+} \rightarrow Er^{3+}$	[2292]
Yb^{3+}	**Glas**	77 4,2	1,015 1,015		1,5 1,5		$^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$		9000—9800	Xe-Blitz	Impuls	1300 1170			[698] [698]
	YAG	77	1,0296				$^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$	623	Rot	Xe-Blitz	Impuls	325			*
Gd^{3+}	**Glas**	77	0,3125		4		$^6P_{7/2} \rightarrow {}^8S_{7/2}$		2740—2770	Xe-Blitz	Impuls	4300		Zahlreiche Linien über 55 Å verteilt	[818]
U^{3+}	**CaF_2**	77 77 77	2,24 2,49 2,51	0,05	0,06			505 515			Impuls			U^{3+} in trigonaler Konfiguration	[1974] [2314] [1974]

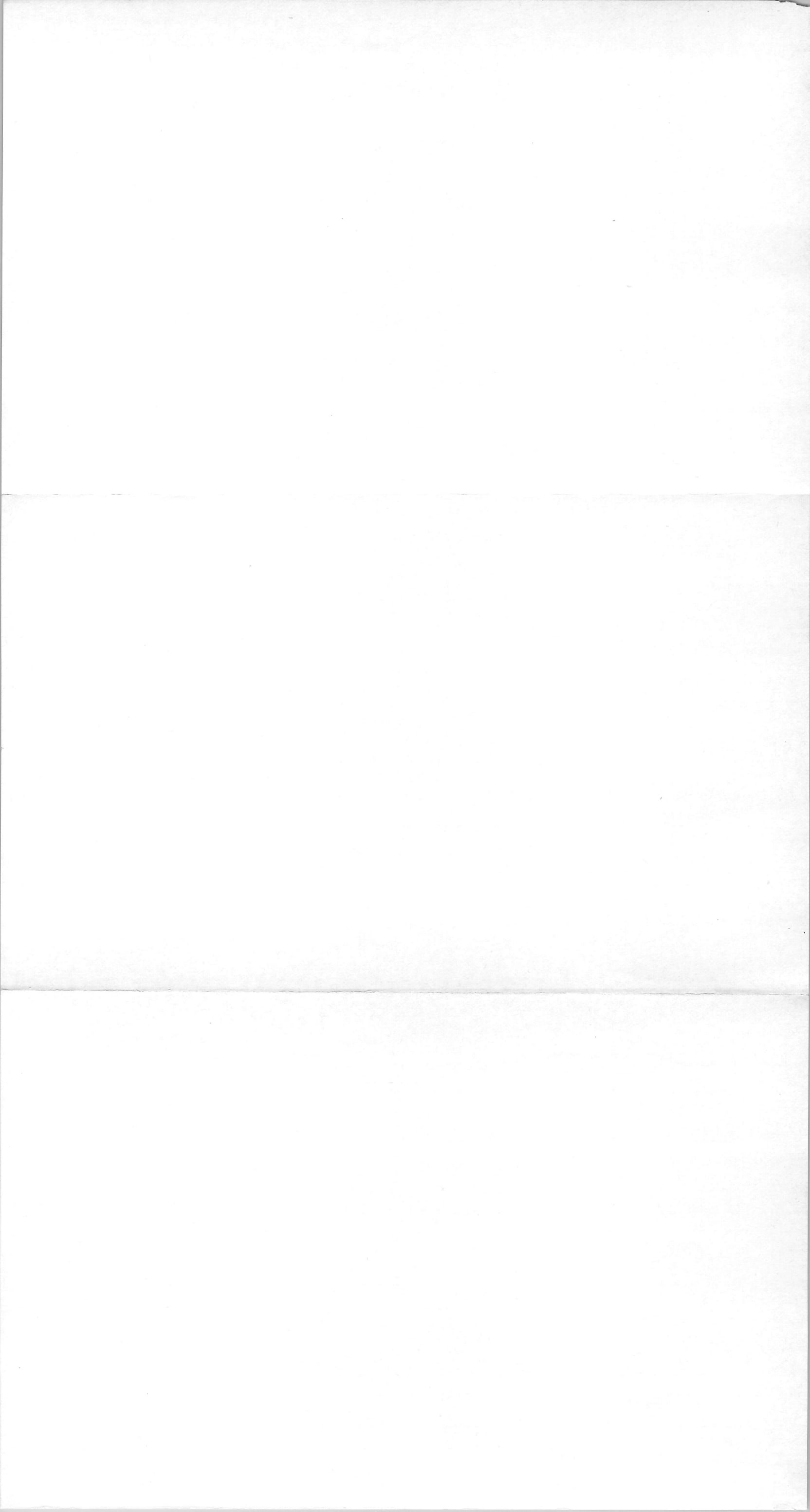
* L.F. Johnson, J.E. Geusic, L.G. Van Uitert. Appl. Phys. Letters **7,** 5 (1965) S. 127—129



Akti. ves Ion	Wirt-material	Temperatur (°K)	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$	Kon-zentration des aktiven Ions (%)	sp. Lebens-dauer (ms)	sp. Linien-breite (Å)	Laser-übergang	Abstand $E_1—E_0$ (cm^{-1})	Pumpbereich (Å)	Pumpquelle	Betriebs-weise	Schwell-energie-Spirale (Ws)	Schwell-Leistung (W)	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
U^{3+}		300	2,57	0,05	0,06			605		Xe-Blitz	Impuls				[3072]
		300	2,613						8800—9200						
		90	2,613	0,1	< 0,015		$^4I_{11/2} \to {}^4I_{9/2}$	609				1200		U^{3+} in tetragonaler Konfiguration	[322]
		77	2,613		0,095						kont.	4,35			[322]
		20	2,613		0,130					Hg-Bogen	kont.	3,8	~ 1000		[322]
					0,130						kont.	2,0			[322]
	SrF_2	90	2,407		0,06				4000—6000			38			[1973]
		77		0,1			$^4I_{11/2} \to {}^4I_{9/2}$	334		Xe-Blitz	Impuls				
		20			0,08				10000—13000			32			[1973]
					0,11							8			[1973]
	BaF_2	20	2,556		0,15		$^4I_{11/2} \to {}^4I_{9/2}$	107	11000—15000	Xe-Blitz	Impuls	12			[1801] [1971]
Co^{2+}	MgF_2	77	1,750	1		≈ 86		1256	4400—5500					elektronische Übergänge	[1217]
		77	1,805				$^4T_2 \to {}^4T_1$	1087	6000—7500	Xe-Blitz	Impuls			mit selektiven Spiegeln	[1217]
							gekoppelt								
		77	1,98 ± 200 Å			≈ 5000	mit Pho-	~ 0—1000	11000—15000					ohne Frequenzselektion treten	[1217]
		77	2,05 ± 160 Å				nonen-							nur die 2-Bosonen-Übergänge	[1217]
							emission							auf	
	ZnF_2	77	2,165 ± 200 Å				mit Phono-nenemission			Xe-Blitz	Impuls			2-Bosonen-Laser	[1217]
Ni^{2+}	MgF_2	20	1,622 ± 15 Å			≈ 2000	$^3T_2 \to {}^3A_2$ +	~ 340		Xe-Blitz	Impuls			2-Bosonen-Laser	[1218]
		77	1,623 ± 10 Å		10		Phonon	(Phonon)							[1218]
$F_A(Li)$ Zen-tren	KCL	70	2,7	10^{16} F_A-Zentren pro cm^3	~ 10^{-7}	~ 2500				Xe-Blitz	Impuls	~ 20 bei 10 µs Dauer in abbildender Anordnung		F-Zentren-Laser Kristall 3 cm bei 6 mm ∅ mit Silberspiegeln	[2811]
Exzitonen in **KBr**		77	0,3150						1180	Hg-Lampe	kont.		30	12,5 mm ∅, 50 mm lang, AL-Spiegel	[735] und Appl. Phys. Letters **7**, 4 (1965) S. 103—106
Eu^{3+}	Y_2O_3	220	0,6113	5	0,00087					Xe-Blitz	Impuls	85			[2755]
Eu-Chelate	EuB_3 Benzoylacetat	110—180	0,6131	5,2 · 10^{18} Moleküle/cm^3	0,5	8	$^5D_0 \to {}^7F_2$	~ 900	UV und Blau	Xe-Blitz	Impuls	600		Europiumchelat gelöst in Alkohol	[2170] [3132]
	EuD_3 Dibenzoylmethid	77—150	0,6121	4,4 · 10^{18} cm^{-3}		7,5	$^5D_0 \to {}^7F_2$				Impuls	~ 900		gelöst in Alkohol	[1460] [2171]



Aktives Ion	Wirtmaterial	Temperatur (°K)	Wellenlänge $\lambda(\mu m)$	Konzentration des aktiven Ions (%)	sp. Lebensdauer (ms)	sp. Linienbreite (Å)	Laserübergang	Abstand E_1—E_0 (cm^{-1})	Pumpbereich (Å)	Pumpquelle	Betriebsweise	Schwellenergie Spirale (Ws)	Schwell-Leistung (W)	Bemerkungen	Literatur
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Eu- Chelat	**[Eu(BTF$_4$)P]** Benzoyltrifluoroacetat	300	6119	0,01 M Lösung		34	$^5D_0 \to {}^7F_2$				Impuls	3000		gelöst in Acetonitril	[2135] [2174] Chelatlaser siehe weiter: [1461] [1828] [2671]
Tb^{3+}- Chelat	**Chelat**	77	5450	0,08	0,7	60	$^5D_4 \to {}^7F_5$	~ 2100	3200—3700	Xe-Blitzlampe	Impuls	225—400		Fiber, Wirtmaterial Polymethylmethacrylat	[1148] [1150]



17. Bibliographie

Trotz der großen Zahl der aufgenommenen Literaturstellen ist unsere Bibliographie nicht vollständig; insbesondere wurden im allgemeinen nur Arbeiten aus wissenschaftlichen Zeitschriften berücksichtigt, Arbeiten aus technischen oder populärwissenschaftlichen Journalen nur dann, wenn sie sonst nicht erreichbare Daten enthalten. Nachdem inzwischen zahlreiche Bibliographien über Laser in Zeitschriften erschienen sind und spezielle Literaturdienste für Laser existieren, wurde darauf verzichtet, systematisch nach Arbeiten zu suchen, die nicht in den vom Verfasser regelmäßig benutzten Periodica erschienen. Trotzdem dürfte es bei Benutzung der im folgenden aufgeführten Literatur mit Hilfe der darin wieder enthaltenen Zitate wohl in den meisten Fällen möglich sein, für Einzelgebiete einen lückenlosen Überblick zu erhalten.

Die Überschriften der Originalarbeiten werden vollständig zitiert, da damit dem interessierten Leser in den meisten Fällen bereits eine Auswahl unter der oft überwältigenden Fülle der Originalbeiträge zu einem bestimmten Thema ermöglicht wird. Bei den russischen Arbeiten, deren Titel ins Deutsche übersetzt wurden, haben wir auch frühe Arbeiten über Molekularstrahl-Maser aufgenommen. Damit soll dem Leser die Orientierung erleichtert werden, da diese Arbeiten oft in Artikeln über Laser zitiert werden und er aus dem russischen Zitat im allgemeinen nicht ersehen kann, ob diese Arbeiten für ihn interessant sind.

Die Literaturstellen werden im folgenden in alphabetischer Reihenfolge nach dem erstgenannten Autor aufgeführt. Aus technischen Gründen waren zwei Anhänge notwendig, die, bei fortlaufender Nummerierung, jeweils mit **A** neu beginnen. Der Leser wird gebeten, bei der Suche nach einem Autor diese Anhänge zu beachten. Die Literatur wurde bis September 1965 berücksichtigt.

Wir weisen auf Monographien, Reviews und allgemeine Arbeiten im Zusammenhang mit Laser hier besonders hin:

1. Monographien über Maser
   [2237, 2254, 2470, 2514, 2745, 3048]
   Als Standardwerk darf die Monographie von A. E. Siegmann [2237] gelten.

[3048] und [2745] beschreiben kurzgefaßt Maser und Laser unter gemeinsamen Gesichtspunkten, wobei [2745] sehr elementar bleibt.

2. Monographien über Laser
   [1059, 1344, 1352, 1462, 2474, 2726, 2745, 2754]
3. Monographien, die im Zusammenhang mit der Laser-Theorie wichtig sind [227, 307, 1508, 2168]
4. Reviews über Maser und Laser
   [659, 660, 873, 1235, 2158, 2159, 2510, 2511, 2546, 2631]
   Die Monographie von G. Birnbaum [2726] soll hier ebenfalls genannt werden.
5. Tagungsberichte und Sonderhefte
   [2688, 3089, 3091, 3094, 3096, 3097, 3098, 3099, 3100, 3101, 3102] „Lasers and Applications" Proc. Symposium Ohio State University, Nov. 1962; Herausgeber W. S. C. Chang, The Ohio State University, Columbus SR—27 (1963).

   Besonders wichtig sind die umfangreichen Tagungsberichte der internationalen Tagungen über Quanten-Elektronik [3098, 3099, 3100, 3101, 3102]. Die Originalarbeiten dieser Sammlungen werden von uns jeweils einzeln zitiert.
6. Übersichtsartikel
   [67, 157, 470, 869, 2079, 2103, 2145, 2156, 2160, 2508, 2675]
7. Allgemeine und einführende Artikel
   [112, 115, 137, 158, 161, 170, 176, 177, 211, 237, 238, 261, 560, 619, 667, 786, 794, 931, 1021, 1022, 1057, 1058, 1098, 1102, 1112, 1343, 1472, 1583, 1591, 1682, 1698, 1760, 1817, 1883, 1904, 1934, 2115, 2143, 2157, 2161, 2181, 2374, 2379, 2457, 2493, 2548, 2735, 2736, 3085]
8. Bibliographien
   [84, 85, 197, 489, 1251, 1463, 1464, 1748, 1985, 2005, 2323, 2324, 2556, 2678, 2679, 2680, 2689, 2700, 3057, 3093]
9. Zusammenstellung der an Laser interessierten Institutionen [3090].

Literatur

1 AAGARD, R. L.: Pumping Characteristics of a Partially Shielded Ruby Laser. Memorandum (Honeywell Journal) 6. Nov. 1962 und Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 108–114, Ohio State Univ, 1963.
2 —: Determination of the Diffraction Loss in a Pulsed Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (1962) 1319.
3 —: Losses in a Pulsed Ruby Laser. Memorandum (Honeywell Journal) 15. Nov. 1962.
4 —: Losses in a Pulsed Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **53**, 8 (1963) 911–914.
5 —: Experiments on a Partially Shielded Ruby Laser Rod. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2374–2375.
6 —: Measurements of the Output from a Ruby Laser with a Central Hole in One of the End Mirrors. J. Appl. Phys. **33**, 9 (1962) 2842–2844.
7 —: Determination of R_1 Linewidth in Ruby Using a Pulsed Ruby Laser. J. Appl. Phys. **34**, 12 (1963) 3631–3632.
8 —, D. CHEN, G. N. OTTO: Index of Refraction Measured by Double-Slit Diffraction of Coherent Light from a Gas Laser. Appl. Opt. **3**, 5 (1964) 643–644.
9 —, R. A. DUFAULT: Ground-State Population in an Operating Pulsed Ruby Laser. Appl. Phys. Lett. **4**, 6 (15. March 1964) 102–105.
10 —, D. L. HARDWICK, J. F. READY: Emission Pattern of Ruby Laser Output. Appl. Opt. **1**, 4 (1962) 537–539.
11 ABATE, E., H. HAKEN: Exakte Behandlung eines Maser-Modells. Z. Naturforsch. **19**a, 7/8 (1964) 857–861.
12 ABELLA, I. D., H. Z. CUMMINS: Thermal Tuning of Ruby Optical Maser. J. Appl. Phys. **32**, 6 (1961) 1177–1178.
13 —: Optical Harmonic Frequency Ratio Measurements. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1824–1825.
14 —: Optical Double-Photon Absorption in Cesium Vapor. Phys. Rev. Lett. **9**, 11 (1. Dec. 1962) 453–455.
15 —, S. R. HARTMANN, N. A. KURNIT: Relaxation in Excited ^1E (E) State of Ruby. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 658–659.
16 —, M. LIPELES, N. TOLK: Stimulated Two-Photon-De-Excitation of Metastable Hydrogen and Single Ionized He. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 6 (1963) 476.
17 ABLEKOV, V. K.: Experimental Investigation of Stimulated Emission from a Gas Mixture. Sov. Phys. JETP **15**, 3 (Sept. 1962) 513–514. Russ.: **42**, 3 (March 1962) 736–739.
18 —, M. S. PESIN, I. L. FABELINSKII: The Realization of a Medium with Negative Absorption Coefficient. Sov. Phys. JETP **12**, 3 (1961) 618–619. Russ.: **39**, 3 (Sept. 1960) 892–893.
19 ABRAMOWITZ, S., A. M. BASS, A. E. LEDFORD, JR.: Application of Cooled IR Detector in an Optical System. Appl. Opt. **4**, 2 (1965) 255.

20 Ackermann, J. A.: Optimization of the Parameters of Multi-Elliptical Laser Head Configurations. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1032—1033.

21 —: Laser Energy Measuring Device. Appl. Opt. **3**, 5 (1964) 644—645.

22 Adam, G. D., K. J. Stanley, B. E. Storey: Defects in Ruby Maser Crystals. Brit. J. Appl. Phys. **14**, 9 (1963) 606.

23 Adams, I., T. R. AuCoin, J. W. Mellichamp: Electrofluorescence of Ruby Powder. J. Appl. Phys. **33**, 1 (1962) 245.

24 Adams, N. I., P. B. Schoefer: Continuous Optical Harmonic Generation. Appl. Phys. Lett. **3**, 2 (15 July 1963) 19—21.

25 —, —: Continuously Optical Sum Frequency Generation. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1266—1367.

26 Adamson, M. C., T. P. Hughes, K. M. Young: The Effects of Temperat ure on Ruby Optical Maser Mode Sequences. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1459—1467, Col. Univ. Press., New York 1964.

27 Agabekjan, A. S. et al.: Die Stabilisierung des instabilen Betriebes in einem Zweiniveauquantenverstärkers. Radiotechnik & Elektronik **9**, 12 (1964) (russ.) 2156—2165.

28 Ahmed, S. A., R. C. Kocher, H. J. Gerritsen: Gas Lasers in Magnetic Fields. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1356—1357.

29 —, —: Microwave Electron Cyclotron Resonance Pumping of a Gas Laser. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1737—1738.

30 Aigrain, P.: Masers à Semi-Conducteurs. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1761—1767, Col. Univ. Press, New York 1964.

31 Ainslie, A., M. Pilkuhn, H. Rupprecht: High-Energy Light Emission from Junctions in $GaAs_xP_{1-x}$ Diodes. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 105—107.

32 Aisenberg, S.: The Effect of Helium Electron Temperature and Electron Density in Rare Gas Lasers. Appl. Phys. Lett. **2**, 10 (15 May 1963) 187—189.

33 —, D. V. Missio, P. A. Silberg: Performance of the Plasma Theta-Pinch for Laser Pumping. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3625—3626.

34 —: Multiple Probe Measurements in High-Frequency Plasma Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 130—134.

35 Akhamanov, C. A., R. V. Khokhlov: On a Light Amplifier. Sov. Phys. JETP **16**, 1 (1963) 252—254. Russ.: **43**, 1 (1963) 351—353.

36 Alcock, A. J., H. Motz, D. Walsh: Experiments on Photo-Field-Emission. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1687 — 1693, Col. Univ. Press, New York 1964.

37 Alexander, F. B., V. R. Bird, D. R. Carpenter, G. W. Manley, P. S. McDermott, J. R. Peloke, H. F. Quinn, R. J. Riley, L. R. Yetter: Spontaneous and Stimulated Infrared Emission from Indium Phosphide Arsenide Diodes. Appl. Phys. Lett. Vol. **4**, 1 (1. Jan. 1964) 13—15.

38 Alexandrov, E. B., A. M. Bonch-Bruevich: Experimental Observation of Interference of Energy Eigenstates induced by Coherent Optical Excitation. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 301—304, Col. Univ. Press, New York 1964.

39 —, O. V. Konstantinov, V. I. Perel', V. A. Khodovoi: Modulation of

Scattered Light by Parametric Resonance. Sov. Phys. JETP **18**, 2 (Febr. 1964) 346—350. Russ.: **45**, 3 (Sept. 1963) 503—510.

40 Alexandrov, E. B., V. A. Kchodojov: On Dehmelt's Experiment. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 299—300, Col. Univ. Press, New York 1964.

41 Alfejew, W. N., Ju. P. Pimenow: Theorie der negativen Mehrresonatorenquantenverstärker. Radiotechnik & Elektronik **10**, 1 (1965) (russ.) 54—61.

42 —, —, Die Theorie der selektiven Mehrresonatoren-Durchgangs-Quantenverstärker. Radiotechnik & Elektronik **10**, 1 (1965) (russ.) 45—53.

43 Allen, L., D. C. G. Jones: An Analysis of the Granularity of Scattered Optical Maser Light. Phys. Lett. **7**, 5 (Dec. 1963) 321—323.

44 Allen, J. W., M. E. Moncaster: Injection Electroluminiscence in GaAs-Phosphide Alloys. Phys. Lett. **4**, 1 (1 March 1963) 27—28.

45 Alsop, I. E., J. A. Giordmaine, C. H. Townes, T. C. Wang: Measurement of Noise in a Maser Amplifier. Phys. Rev. **107**, 3 (1957) 1450—1451.

46 Ananjew, Ju. A., W. F. Egorova, A. A. Mak, D. S. Priezhaev, B. M. Sedov: Operation of a Four-Level Optical Quantum Generator. Sov. Phys. JETP **17**, 6 (Dec. 1963) 1268—1270. Russ.: **44**, 6 (June 1963) 2193—2195.

47 —: Die Wirksamkeit elliptischer Zylinder im Beleuchtungssystem der Quantenverstärker. PTE **2** (1964) (russ.) 135—137.

48 —, E. A. Korolew: Verteilung der Strahlungsdichte der Pumpenergie im Kristall eines optischen Quantenverstärkers. Optik u. Spektr. **16**, 4 (1963) (russ.) 702—704.

49 —, A. A. Mak: Die Messung der Resonatoreigenschaften eines optischen Quantenverstärkers im Generationsprozeß. Optik & Spektr. **16**, 6 (1964) (russ.) 1065—1068

50 Anderson, L. K.: Photodiode Detection. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 549—566, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

51 —: Microwave Modulation of Light. Microwaves **4**, 1 (Jan. 1965) 42—55.

52 —: Measurement of the Microwave Modulation Frequency Response of Junction Photodiodes. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 846—847.

53 —: Observation of Optical Interaction with Ferromagnetic Resonance. Appl. Phys. Lett. **1**, 2 (1. Oct. 1962) 44—46.

54 —, P. G. McMullin, L. A. D'Asaro, A. Goetzberger: Microwave Photodiodes Exhibiting Microplasma-Free Carrier Multiplication. Appl. Phys. Lett. **6**, 4 (15 Febr. 1965) 62—64.

55 —, Radiation from GaAs Tunnel Diodes. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 610.

56 Andresen, H. G., H. Welling, K. D. Möller: Resonant Frequency Mixing Effects in Distributed Media. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1597—1602, Col. Univ. Press, New York 1964.

57 —, H. Welling, C. M. Kellington: Line Shapes of Resonant Harmonic Frequency Generation in Ruby. Phys. Rev. Lett. **11**, 8 (15 Oct. 1963) 361—363.

58 Aanensen, O.: Schwellenergie und Wirkungsweise optischer Festkörper-Maser als Funktion der Pumplicht-Impulsdauer. Z. angew. Physik **18**, 4 (23 Jan. 1965) 249—275.

59 Antes, L. L., J. Goldsmith, W. McMahan: Pulsed Helium-Neon Laser Applications. IEEE Trans. MIL **8**, 1 (1964) 3—12.

60 ANTONOFF, M. M.: Angular Distribution of Radiation from GaAs Injection Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3623–3624.

61 —: Propagation Characteristics of the Semiconductor Injection Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 270.

62 APLET, L. J., J. W. CARSON: A Faraday Effect Optical Isolator. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 544–545.

63 ARAMS, F., M. WANG: Infrared Laser Preamplifier System. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 329.

64 ARCHER, R. J., R. C. C. LEITE, A. YARIV, S. P. S. PORTO, J. M. PHELAN: Electron-Hole and Electron-Impurity Band Tunneling in GaAs Luminescent Junctions. Phys. Rev. Lett. **10**, 11 (1963) 483–485.

65 ARCHOLD, E., H. A. GEBBIE: Use of a Michelson Interferometer to Determine Luminescence Spectra of Optical Maser Materials. Proc. Phys. Soc. **80**, 516 (1962) 793–794.

66 —, T. P. HUGHES: Electron Temperature in a Laser-Heated Plasma. Nature **204**, 4959 (1964) 670.

67 ARDABJEWSKIJ, A. J., A. W. TSCHOKAN: Lichtquantengeneratoren und Verstärker. Nachrichten der Hochschulen der UdSSR, Serie Radiotechnik. **6**, 4. Juli-August (1963) 328–356.

68 ARECCHI, F. T.: Thermal Effects and Power Enhancement in a He-Ne Optical Maser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 547–560, Col. Univ. Press, New York 1964 und Alta Frequenza **31**, 11 (1962) 722–729.

69 —, A. SONA: He-Ne Optical Masers: Construction and Measurements. Alta Frequenza **31**, 11 (1962) 718–721.

70 —, G. POTENZA, A. SONA: Transient Phenomena in Q-Switched Lasers: Experimental and Theoretical Analysis. Nuovo Cimento **34**, 6 (1964) 1458–1472.

71 ARM, M., L. LAMBERT, I. WEISMAN: Optical Correlation Technique for Radar Pulse Compression. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 842.

72 ARMSTRONG, R. L.: Rotational Transitions in Doped Rare Gas Crystals in the Millimeter Region. Quantum Electronics, I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, 709–715, Col. Univ. Press, New York 1964.

73 ARMSTRONG, J. A., N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING, P. S. PERSHAN: Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. Phys. Rev. **127**, 6 (Sept. 1962) 1918–1939.

74 —, J. DUCUING: Experimental Observations of Random Fluctuations in Optical Harmonic Generation. Bull. Am. Phys. Soc., II, **8** (March 1963) 233.

75 —, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING, P. S. PERSHAN: Influence of Phase Fluctuations and Spatial Variations in Nonlinear Optical Processes. Bull. Am. Phys. Soc., II **8**, (March 1963) 233.

76 —, A. SZABO: Relaxation in Ruby. Canadia J. Phys. **38**, 10 (Oct. 1960) 1304–1317.

77 —: Saturable Optical Absorption in Phthalocyanine Dyes. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 471–473.

78 —, M. I. NATHAN, A. W. SMITH: Harmonic Generation in GaAs Injection Lasers. Appl. Phys. Lett. **3**, 4 (15. Aug. 1963) 68–69.

79 ARMSTRONG, J. A., A. W. SMITH: Intensity Fluctuations in a GaAs Laser. Phys. Rev. Lett. **14**, 3 (18. Jan. 1965) 68—70.

80 ARNOLD, K. M., S. MAYBURG: Cylindrical GaAs Laser Diode. J. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 3136.

81 ARTMAN, J. D., J. C. MURPHY: Splitting of the Ground State Levels of Ruby by an External Electric Field. Bull. Am. Phys. Soc., II **7**, (Jan. 1962) 14.

82 —, J. C. MURPHY: Lattice Sum Evaluations of Ruby Spectral Parameters. Phys. Rev. Lett. **13**, 1 (1964) 8.

83 ARUTYUNYAN, V. M., F. R. ARUTYUNYAN, K. A. ISPIRYAN, V. A. TUMANYAN: The Scattering of Light by Light. Sov. Phys. JETP **18**, 3 (March 1964) 873—874. Russ.: **45**, 4 (Oct. 1963) 1270—1272.

84 ASHBURN, E. V.: Bibliography of the Open Literature on Lasers. J. Opt. Soc. Am. **53**, 5 (1963) 647—652.

85 —, B. A. LENGYEL, R. W. MERRY: Bibliography of the Open Literature on Lasers II. J. Opt. Soc. Am. **54**, 1 (Jan. 1964) 135—142.

86 ASHBY, D. E. T. F., D. F. JEPHCOTT: Measurement of Plasma Density Using a Gas Laser as an Infrared Interferometer. Appl. Phys. Lett. **3**, 1 (July 1963) 15—16.

87 —, —, A. MALEIN, F. A. RAYNOR: Performance of the He-Ne Gas Laser as an Interferometer for Measuring Plasma Density. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 29—34.

88 ASHKIN, A., M. GERSHENZON: Reflection and Guiding of Light at p—n Junctions. J. Appl. Phys. **34**, 7 (1963) 2116—2119.

89 —, G. D. BOYD, J. M. DZIEDZIC: Observation of Continuous Optical Harmonic Generation with Gas Masers. Phys. Rev. Lett. **11**, 1 (July I963) 14—17.

90 ASKAR'YAN, G. A., A. M. PROKHOROV, G. F. CHANTURIYA, G. P. SHIPULO: The Effects of a Laser Beam in a Liquid. Sov. Phys. JETP **17**, 6 (Dec. 1963) 1463—1465. Russ.: **44**, 6 (June 1963) 2180—2182.

91 —: Interaction of Laser Emission with Vibrating Surfaces. Sov. Phys. JETP **15**, 6 (1962) 1161—1162. Russ.: **42**, 6 (1962) 1672—1675.

92 —: Emission of Radio Waves Upon Modulation of an Intense Beam of Light in a Medium. Sov. Phys. JETP **18**, 2 (Febr. 1964) 441—443. Russ.: **45, 3** (Sept. 1963) 643—646.

93 —: Reduction of the Penetrating Capacity of Intense Light Due to Scattering on Refracting Halos of Optical Disturbances of the Medium Near Inhomogeneities. Sov. Phys. JETP **18**, 2 (Febr. 1964) 555—556. Russ.: **45, 3** (Sept. 1963) 810—812.

94 —: Emission of Radio Waves Upon Modulation of an Intense Beam of Light in a Medium. Sov. Phys. JETP **18**, 2 (Febr. 1964) 441—443. Russ.: **45**, 3 (Sept. 1963) 643—646.

95 —: Second Harmonic Radiation from Inhomogeneities in an Intense Light Field. Sov. Phys. JETP **20**, 2 (Febr. 1965) 522—523. Russ.: **47**, 2 (Aug. 1964) 782.

96 —: Excitation and Dissociation of Molecules in an Intense Light Field. Sov. Phys. JETP **19**, 1 (July 1964) 273—274. Russ.: **46**, 1 (Jan. 1964) 403—405.

97 —, N. B. DELONE, M. S. RABINOVICH: Effect of an Intense Light Beam on Matter and Particle Beams in a Magnetic Trap. Sov. Phys. JETP **19**, 2 (Aug. 1964) 555—557. Russ.: **46**, 2 (Febr. 1964) 814—816.

98 Assour, J. M., S. E. Harrison: On the Optical Absorption of Phthalocyanines. J. Am. Chem. Soc. **87** (1965) 651—652.

99 Atsarkin, V. A., M. E. Zhabotinsky, A. V. Frantsesson: Electron Spin Resonance of Trivalent Chromium Ion in Spinel and Magnesium Tungstate Crystals. Quamtum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 759—764, Col. Univ. Press, New York 1964.

100 Atwood, J. G., N. I. Adams, G. W. Dueker, W. Gratz: Small-Angle Scatter in Solid State Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 595.

101 Aukerman, L. W., P. W. Davis, R. D. Graft, T. S. Shilliday: Radiation Effect in GaAs. J. Appl. Phys. **34**, 12 (1963) 3590—3599.

102 Auvermann, H. J., P. H. Keck, C. E. White: Light Source for Pumping of Continuous Solid-State Lasers. Bull. Am. Phys. Soc., II **7**, (April 1962) 330.

103 Axe, J. D., P. P. Sorokin: Divalent Rare Earth Spectra Selection Rules and Spectroscopy of $SrCl_2:Sm^{2+}$. Phys. Rev. **130**, 3 (1963) 945—952.

104 Badger, A. S., T. A. Rabson: Zeeman Effect and Ruby Laser Polarization. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1047—1048.

105 Bagaev, V. C., N. G. Basov et al.: Semi-Conductor Laser on P—N Junctions in GaAs. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1891—1897, Col. Univ. Press, New York 1964.

106 Bahun, C. J., R. D. Engquist: Metallurgical Applications of Lasers. Proc. Nat. Electr. Conf. **18**, 2 (1962) 607—619.

107 Bailey, R. L., J. H. Sanders: The Amplitude Fluctuations of Optical Maser Light. Phys. Lett. **10**, 3 (June 1964) 295—296.

108 Baird, K. M., M. J. Taylor, R. Turner: Construction of a Gaseous Optical Maser with Brewster Angle Windows. Rev. Sci. Instr. **34**, 6 (1964) 697.

109 Bajborodin, Ju. W., et al.: Über die Möglichkeit des Erhaltens einer Reihenfolge von Impulsen mit Hilfe eines optischen Quantenverstärkers. Ukrain. J. Phys. **9**, 5 (1964) (russ.) 570—575.

110 Baker, J. A., C. W. Peters: Mode Selection and Enhancement with a Ruby Laser. Appl. Opt. **1**, 5 (1962) 674.

111 Baker, R. M.: Measuring Laser Output with Rat's Nest Calorimeter. Electronics **36**, 5 (Febr. 1963) 36—38.

112 Bakos, J., L. Cseillag: A Laser. Fiz. Szemle **13**, 10 (1963) 304—311.

113 Balakhov, V. Ya., V. K. Zhivitov, A. R. Striganov: Diffraction Losses and Resonance-Type Oscillations in Open Resonators with Cylindrical Mirrors. Soviet-Physics-Doklady **9**, 8 (Febr. 1965) 692—694. Russ.: **157**, 6 (Aug. 1964) 1332—1334.

114 Baldwin, G. C., J. P. Neissel, L. Tonks: Induced Gamma-Ray Emission. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1247—1248.

115 Balinkin, I.: Mechanical Model Demonstrating Pulse Laser. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1340.

116 Ballik, E. A.: Optical Maser Frequency Stabilisation and Precise Wavelength Measurements. Phys. Lett. **4**, 3 (1. April 1963) 173 bis 176.

117 Ballik, E. A.: Determination of Optical Maser Cavity Q. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 231—242, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

118 Ballik, E. A.: Inherent Spectral Purity of Optical Masers. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 321—326, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

119 Ballman, A. A., S. P. S. Porto, A. Yariv: Calcium Niobate $Ca(Nb0_3)_2$ — A New Laser Host Crystal. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3155—3156.

120 Band, H. E.: Noise-Modulated Optical Radar. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 306—307.

121 Barchukov, A. I., A. M. Prokhorov: Use of Parallel Plate Resonators. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 45—47, Columbia University Press, New York 1960.

122 —, —, Experimentelle Untersuchung der Scheibenresonatoren im Millimeterwellenbereich. Radiotechnik u. Elektronik **4**, 12 (1959) (russ.) 2094—2095.

123 Barker, A. S. Jr: Infrared Lattice Vibrations and Dielectric Dispersion in Corundum. Phys. Rev. **132**, 4 (1963) 1474—1481.

124 —, J. D. Keating: Steady State Population Distributions in Quantum Mechanical Systems. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 741—749, Col. Univ. Press, New York 1964.

125 —, —, Optical and Cross Relaxation Maser Level Populations by Partial Distribution. Appl. Opt. **1**, **3** (1962) 335—338. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 86—89.

126 Barley, D. S.: The Interplanetary and Interstellar Communication Potential of the Laser. Proc. Natl. Aerospace Electron. Conf. 1962, S. 369—375.

127 Barnes, F. S.: On the Modulation of Optical Masers, Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1686—1687.

128 Barone, S. R.: Resonances of the Fabry-Perot Laser. J. Appl. Phys. **34**, 4 Part I (1963) 831—843.

129 —, M. C. Newstein: Fabry-Perot Resonances at Small Fresnel Numbers. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1194.

130 Barrett, J. J. A. Weber: Temperature Dependence of Optical Harmonic Generation in KDP and ADP Crystals. Phys. Rev. **131**, 4 (15. Aug. 1963) 1469—1472.

131 Basov, N. G.: Inverted Populations in Semi-conductors. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1769—1785, Col. Univ. Press, New York 1964.

132 —: Selbsterregungsbedingung eines Molekulargenerators ohne einen Volumenresonator. Radio-tekh. i Elektron **3** (1958) 297—298.

133 —: Molekulargenerator. Dissertation 1956, Moskau, 144 S. (russ.)

134 —: Molekulargenerator. Radiotechnik & Elektronik **1**, 6 (1956) (russ.) 752—757.

135 —: Untersuchung der Arbeit eines Molekulargenerators. PTE **1** (1957) (russ.) 77—82.

136 —: Molekulargenerator mit einem Ammoniak-Molekülbündel. PTE **1** (1957) (russ.) 71—77.

137 —: Auf dem Wege zum optischen Generator. Wie arbeiten Quantengeneratoren und Verstärker. Wiss. u. Leben **7** (1961) (russ.) 34—36.

138 —: Quantenradioelektronik. Radio **10** (1961) (russ.) 8

139 Basov, N. G. et al.: Über die Möglichkeit der Untersuchung von relativi-

stischen Effekten mit Hilfe von molekularen und atomaren Normen. Uspechi Fiz. Nank **75**, B (1961) 1–59.

140 Basov, N. G. et al.: Einige Eigenschaften eines He-Ne-Quantenverstärkers für $\lambda = 3{,}39\ \mu$. Radiotechnik u. Elektronik **8**, 12 (1963) (russ.) 2084–2086.

141 –, A. Z. Grasyuk, I. G. Zubarev: A Regenerate Optical Quantum Amplifier. Soviet-Physics-Doklady **9**, 8 (Febr. 1965) 678–680; russ.: **157**, 5 (Aug. 1964) 1084–1087.

142 –, E. M. Belenov, W. S. Letochov: Die Synchronisation der Schwingungen im Halbleiterlaser mit einigen p–n Übergängen. Festkörperphys. **7**, 1 (1965) (russ.) 337–339.

143 –, O. V. Bogdankevich, A. G. Devyatkov: Exciting a Semiconductor Quantum Generator (Laser) with a Fast Electron Beam. Soviet-Physics-Doklady **9**, 4 (Oct. 1964) 288. Russ.: **155**, 6 (April 1964) 783.

144 –, B. N. Bul, J. N. Popov: Quantum Mechanical Semiconductor Generators and Amplifiers of Electromagnetic Oscillations. Sov. Phys. JETP **10**, 2 (Febr. 1960) 416. Russ.: **37**, 2 (Aug. 1959) 587–588.

145 –, A. Z. Grasjuk, A. N. Oraevskii: Some Properties in the Transmission and Reception of Information Using Laser Oscillators and Amplifiers. Radio Eng. & Electr. Phys. **9**, 9 (1964) 1387–1391. Russ.: **9**, 9 (1964) 1680–1686.

146 –, N. W. Karlov: Ein Breitbandradiometer mit Quantenumformer des Spektrums. Radiotechnik u. Elektronik **5**, 4 (1960) (russ.) 676–677.

147 –, O. N. Krokhin: The Conditions of Plasma Heating by the Optical Generator Radiation. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1373–1377, Col. Univ. Press, New York 1964.

148 –, –: Population Inversion in a Discharge in a Mixture of Two Gases. Appl. Opt. Supplement **1** (1962) 80–83.

149 –, –: Conversion of Intense Monochromatic Radiation into Electric Current. Soviet Phys.-Solid State **5**, 8 (Febr. 1964) 1737–1738.

150 –, –: Production of Negative-Temperature States by Electron Excitation in a Gas Mixture. Sov. Phys. JETP **12**, 6 (June 1961) 1240–1242. Russ.: **39**, 6 (1960) 1777–1780.

151 –, –: Die Umwandlung einer starken monochromatischen Strahlung in elektrischen Strom. Festkörperphys. **5**, 8 (1963) 2384–2386.

152 –, –: Optical Excitation in Semiconductors. Sov. Phys. JETP **19**, 4 (Oct. 1964) 1022–1023. Russ.: **46**, 4 (April 1964) 1508–1510.

153 Basov, N. G., et al.: Über die Möglichkeit der Untersuchung relativistischer Effekte mit Hilfe von Molekular- und Atomfrequenzstandarten. Erfolge phys. Wiss. **75**, 1 (1961) (russ.) 3–39.

154 –, O. N. Krokhin, J. N. Popov: Production of Negative Temperature in P–N Junctions of Degenerate Semiconductors. Sov. Phys. JETP **13**, 6 (Dec. 1961) 1320–1321. Russ.: **40**, 6 (June 1961) 1879–1880.

155 –, –, –: Semiconductor Amplifiers and Generators with Carriers Having Negative Effective Mass. Sov. Phys. JETP **11**, 3 (Sept. 1960) 720–721. Russ.: **38**, 3 (March 1960) 1001–1002.

156 –, –, –: Possibility of Using Indirect Transitions to Obtain Negative Temperatures in Semiconductors. Sov. Phys. JETP **12**, 5 (May 1961) 1033. Russ.: **39**, 5 (Nov. 1960) 1486–1487.

157 –, –, –: Lichtgeneratoren und Verstärker. Natur **12** (1961) (russ.) 16–26.

158 Basov, N. G., O. N. Krokhin, J. N. Popov: Erzeugung, Verstärkung und der Nachweis der infraroten und optischen Strahlung mit Hilfe von Quantensystemen. Erfolge phys. Wiss. **72**, 2 (1960) (russ.) 161–209.
159 –, –, L. Lisitzyn, E. B. Markin, B. D. Osipov: Negative Conductivity in Induced Transitions. Sov. Phys. JETP **14**, 3 (March 1962) 701–702. Russ.: **41**, 3 (Sept. 1961) 988–989.
160 –, –, J. N. Popov: Use of Indirect Transitions in Semiconductors for the Determination of States with Negative Absorption Coefficients. Sov. Phys. JETP **13**, 4 (Oct. 1961) 845–849. Russ.: **40**, 4 (April 1961) 1203–1209.
161 –, –, Yu. M. Popov: Generation, Amplification and Detection of Infrared and Optical Radiation. Sov. Phys. Usp. **3** (1961) 702–728. Russ.: Usp. Fiz. Nauk **72**, 3 (1960) 161–209.
162 –, –, –: Negative Absorption Coefficient at Indirect Transitions in Semiconductors. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 496–507, Columbia University Press, New York 1961.
163 –, E. P. Markin, D. I. Mash: Some Characteristics of the He-Ne Laser. Sov. Phys. JETP **16**, 3 (1963) 788. Russ.: **43**, 3 (1962) 1116–1117.
164 –, –, W. W. Nikitin: Die Untersuchung der Ausgangsleistung eines optischen Generators aus He-Ne-Gemisch nach verschiedenen Parametern. Optik u. Spektroskopie **15**, 3 (1963) (russ.) 436–438.
165 –, V. N. Morozov, A. N. Oraevskii: Dynamics of Two Mode Operating Laser. Akad. Wiss. UDSSR, P. N. Lebedew Phys. Inst. (1965).
166 –, I. D. Murin, A. P. Petrov, A. M. Prokhorov, I. W. Schtranych: Molekularuhren. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophysik **1**, 3 (1958) (russ.) 50–53.
167 –, W. W. Nikitin, A. N. Oraewskii: Die Untersuchung der Abhängigkeit der Frequenz von Molekulargeneratoren von verschiedenen Parametern. Teil I Theorie. Linie J = 3, K = 2. Radiotechnik u. Elektronik **6**, 5 (1961) (russ.) 796–805.
168 –, A. N. Oraevskii, G. M. Strakhovsky, V. M. Tatarenkov: An Emission of the Molecules being in the Mixed Energy State. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 377–392, Col. Univ. Press, New York 1964.
169 –, –: Über die Möglichkeit der Bildung eines abgeschlossenen Molekulargenerators mit Benutzung der ND_3NH_2D und NHD_2 Moleküle. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **1**, 4 (1958) (russ.) 63–68.
170 –, –: Quantenradiotechnik. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiotechn. **2**, 1 (1959) (russ.) 3–17.
171 –, –: Über die absolute Stabilität des Molekülgenerators, welcher ein Ammoniakmolekülbündel benutzt. Radiotechnik u. Elektronik **4**, 7 (1959) (russ.) 1185–1195.
172 –, –: Use of Slow Molekules in Masers. Sov. Phys. JETP **10**, 4 (April 1960) 761–763. Russ.: **37**, 4 (Oct. 1959) 1068–1071.
173 –, B. D. Osipov, A. N. Chwoschtschew: Recombination Radiation from Indium Antimonide under Avalanche Breakdown. Sov. Phys. JETP **13**, 6 (Dec. 1961) 1323. Russ.: **40**, 6 (June 1961) 1882.
174 –, –, A. M. Prokhorov: Ein Molekulargenerator ohne die Benützung des Molekularbündels. Erfolge phys. Wiss. **59**, 2 (1956) (russ.) 375.

175 Basov, N. G., A. P. Petrov: Relative Stabilität der Frequenz von Molekulargeneratoren. Radiotechnik u. Elektronik **3**, 2 (1958) (russ.) 298–299.
176 —, A. M. Prokhorov: Molekulargeneratoren und Verstärker. Natur **7** (1958) (russ.) 24–32.
177 —, —: Quantenradiophysik (Vortrag auf der Jahresversammlung der Akad. Wiss. UDSSR, Febr. 1960). Nachr. Akad. Wiss. UDSSR **4** (1960) (russ.) 110–119.
178 —, —: Ein Molekulargenerator und Verstärker. Erfolge d. phys. Wiss. **57**, 3 (1955) (russ.) 485–501.
179 —, —: Theory of a Molecular Generator and Power Amplifier. Akad. Nauk. USSR, Doklady **101**, 1 (1955) 47–49.
180 —, G. E. Strachowskii, I. W. Tscheremiskin: Untersuchung der Frequenzabhängigkeit von Molekulargeneratoren von verschiedenen Parametern. Teil II. Linie J = 3, K = 3. Radiotechnik u. Elektronik **6**,6 (1961) (russ.) 1020–1028.
181 —, K. K. Swidinskii: Berechnung eines Molekulargenerators mit einem Bündel der ND_3-Moleküle. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **1**, 2 (1958) (russ.) 89–94.
182 —, V. S. Zujev, P. G. Krjukov: Increase of Power of the Impulse Optical Quantum Generator of Ruby by Modulation of the Resonator Quality Factor. Appl. Opt. **1**, 6 (1962) 767–768.
183 —, —: Molekulargenerator im Bündel der ND_3-Moleküle. PTE **1** (1961) (russ.) 120–121.
184 Bass, M., A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich: Optical Mixing. Phys. Rev. Lett. **8**, 1 (Jan. 1962) 18.
185 —, P. A. Franken, J. F. Ward, G. Weinreich: Optical Rectification. Phys. Rev. Lett. **9**, 11 (1. Dec. 1962) 446–448.
186 Bateson, S., J. W. Hunt, D. A. Dalby, N. Sinha: Birefringence in Glass Measured by the Scattered Light Technique with a Laser Source. Appl. Opt. **3**, 7 (1964) 902.
187 Baugh, C. W., Jr., J. W. Ogland: Cathodoluminescent Optical Maser Pumping. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 602.
188 Bayer, E., K. H. Hellwege, G. Schaak: Niederfrequente Modulation der Emission eines Rubinlasers. Phys. Lett. **6**, 3 (Sept. 1963) 243–244.
189 —, —, —: Ultraschallmodulation der Resonanzgüte eines Rubinlasers. Phys. Lett. **5**, 1 (June 1963) 33–35.
190 Bazarov, E. N., M. E. Zhabotinsky, V. F. Zolin, M. E. Samokhina: The Effect of Collisions of Cesium Atoms with Protective Coating on the Frequencies of Transition $F = 4$, $m_F = 0 - F = 3$, $m_F = 0$. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 295–297, Col. Univ. Press, New York 1964.
191 Beck, A. C.: Thermal Gas Lens Measurements. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Part II (July 1964) 1818–1821.
192 —: Gas Mixture Lens Measurements. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Part II (July 1964) 1821–1825.
193 Becker, C. H.: Quantum Electronics of Optical Phonons. I. Z. Physik **172**, 2 (1963) 125–142.
194 —: Quartz Ultraviolet Lasers. IEEE Intern Conv. Rec., Part III, (March 1963) 75–78.

195 BECKER, C. H.: Quartz Optical Phonon-Masers. IEEE Trans. SU-**11**, 1 (June 1964) 34—40.

196 —, G. C. COX, D. B. MCLENNAN: Quartz Ultraviolet Lasers. Proc. IEEE **51**, 2 (1963) 358—359.

197 BECKER, WARREN: Bibliography on Lasers 1958—1962. Clinton Courier News, Clinton, Tennessee 1962.

198 BELENOV, E. M., A. N. ORAEWSKII: Die Untersuchung eines Molekularverstärkers mit zwei nacheinanderfolgenden Resonatoren. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophys. **7**, 3 (1964) (russ.) 479—490.

199 BELL, W. E.: Visible Laser Transitions in Hg^+. Appl. Phys. Lett. **4**, 2 (15. Jan. 1964) 34—35.

200 BELL, R. I.: A Proposal for a DC Pumped Rare-Earth Laser. Appl. Phys. **34**, 5 (1963) 1563—1564.

201 BELL, W. E., A. L. BLOOM: Zeeman Effect at 3.39 Microns in a He-Ne Laser. Appl. Opt. **3**, 3 (1964) 413—415.

202 —, —, R. C. REMPEL: The Helium Neon Laser as a Quantum Counter at 3,39 Microns. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1347—1352, Col. Univ. Press, New York 1964.

203 BELLISIO, J. A., C. FREED, H. A. HAUS: Noise Measurements on He-Ne Laser Oscillations. Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (1. Jan. 1964) 5—6.

204 BELLMAN, R., G. BIRNBAUM, W. G. WAGNER: Transmission of Monochromatic Radiation in a Two-Level Material. J. Appl. Phys. **34**, 4, Part I (1963) 780—782.

205 BEL'SKII, N. K., D. A. MUKHAMEDOVA: Shape of the Absorption Curves and Dispersion of the R Lines of the Ruby. Soviet-Physics-Doklady **9**, 9 (März 1965) 798—800. Russ.: **158**, 2 (Sept. 1964) 317—320.

206 BELT, R. F.: Crystal Perfection of Ammonium Dihydrogen Phosphate. J. Appl. Phys. **35**, 10 (1964) 3063—3064.

207 BENEDEK, G. B., et al.: Brillouin Scattering in Liquids and Solids Using Lowpower Lasers. J. Opt. Soc. Am. **54**, 10 (1964) 1284—1285.

208 BENNETT, W. R., Jr.: Relaxation Mechanisms, Dissociative Excitation Transfer and Mode Pulling Effects in Gas Lasers. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 441—458, Col. Univ. Press, New York 1964.

209 —: Dissociative Excitation Transfer and Optical Maser Oscillation in Gas Discharges. Nerem Record 1962, S. 116.

210 —: Gaseous Optical Masers. Appl. Opt., Suppl. 1: Optical Masers 1962, 24—63.

211 —: Optische Gasquantengeneratoren. Erfolge d. Phys. **81**, 1 (1963) (russ.) 119—184.

212 —: Radiative Lifetime and Collision Transfer Cross Sections of Excited Atomic States. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 28—44, Columbia University Press, New York 1961.

213 —: Hole Burning Effects in a He-Ne Optical Maser. Phys. Rev. **126**, 2 (1962) 580—593.

214 —, W. L. FAUST, R. A. MCFARLANE, C. K. PATEL: Dissociative Excitation Transfer and Optical Maser Oscillation in NeO_2 and ArO_2 rf discharges. Phys. Rev. Lett. **8**, 12 (June 1962) 470—473.

215 —, S. F. JACOBS, J. T. LATOURETTE, P. RABINOWITZ: Dispersion Char-

acteristics and Frequency Stabilization of an He-Ne Gas Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1. Aug. 1964) 56—58.

216 BENNETT, W. R., Jr., P. J. KINDLMANN: Magnetostrictively Tuned Optical Maser. Rev. Scient. Instr. **33**, 6 (1962) 601—605.

217 —, —, G. N. MERCER, J. SUNDERLAND: Relaxation Rates of the Ar^+ Laser Levels. Appl. Phys. Lett. **5**, 8 (15. Oct. 1964) 158—160.

218 —, —: Collision Cross Sections and Optical Maser Considerations for Helium. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (Jan. 1963) 87.

219 —, J. W. KNUTSON: Radial Profile and Saturation Characteristics of the 1.1523 μ He-Ne Laser Transition. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 500.

220 —, —: Simultaneous Laser Oscillation on the Neon Doublet at 1.1523 μ. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 861—862.

221 —, —, G. N. MERCER: Super-Radiance, Excitation Mechanisms, and Quasi-cw Oscillation in the Visible Ar^+ Laser. Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15. May 1964) 180—182.

222 —, A. T. PAWLIKOWSKI, J. W. KNUTSON: Additional Cascade Laser Transitions in He-Ne Mixtures. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 500.

223 BENOIT A LA GUILLAUME, C., Mme. TRIC: Possible Use of Semiconductors in Lasers. J. Phys. Rad. **22** (Dec. 1961) 834—836.

224 BENSON, R. C., R. O. GODWIN, M. R. MIRARCHI: New Laser Technique for Ranging Application. Nerem Record 1962, S. 34—35.

225 —, M. R. MIRARCHI: The Spinning Reflector Technique for Ruby Laser Pulse Control. IEEE Trans. MIL **8**, 1 (1964) 13—21.

226 BENTON, E. E., W. W. ROBERTSON: Cross Sections for the De-Excitation of Helium Metastable by Impurities. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (Febr. 1962) 114.

227 BERAN, M. J., G. B. PARRENT, Jr.: Theory of Partial Coherence. Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, N. J. 1964.

228 BERGSTEIN, L., W. KAHN, C. SHULMAN: A Total-Reflection Solid-State Optical Maser Resonator. Proc. IRE **50**, 8 (1952) 1833.

229 BERKLEY, D. A., G. J. WOLGA: Studies of the Coherence Time of Pulsed Ruby Laser Emission. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1097—1101, Col. Univ. Press, New York 1964.

230 —, —: Coherence Studies of Emission from a Pulsed Ruby Laser. Phys. Rev. Lett. **9**, 12 (Dec. 15, 1962) 479—482.

231 BERNAL, E., J. F. READY, D. CHEN: Oscillatory Character of $CaWO_4:Nd^{3+}$ Laser Output. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 710—711.

232 BERNARD, M.: Processus d'Absorption et Mélange Optique. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1843—1847, Col. Univ. Press, New York 1964.

233 —, G. DURAFFOURG: Laser Conditions in Semiconductors. Phys. Stat. Sol. **1**, 7 (1961) 699—703.

234 —, —: Possibilités de Laser à Semi-conducteur. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1849—1861, Col. Univ. Press, New York 1964.

235 —, —: Possibility of Lasers Using Semiconductors. J. Phys. Rad. **22**(Dec. 1961) 836—837.

236 —, —: Laser Conditions in Semiconductors. Phys. Stat. Solidi **1**, 7 (1961) 699—703.

237 BERNDT, M., W. GRASSE, E.-O. KOCH, W. MEINEL: Laser Equipment and Laser Resonators. Instr. Rev. **11**, 150 (June 1964) 768—773.

238 BERNDT, M., et al.: Laser und Resonatoren für Laser. Jenaer Rundschau (1964) 3—9.

239 BERNSTEIN, B. T.: Elastics Constants of Synthetic Sapphire at 27° C. J. Appl. Phys. **34**, 1 (1963) 169—172.

240 BERREMAN, D. W.: A Lens or Light Guide Using Convectively Distorted Thermal Gradients in Gases. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Pt. 1 (July 1964) 1469—1475.

241 —: A Gas Lens Using Unlike Counter-Flowing Gases. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Pt. 1 (July 1964) 1476—1479.

242 BERTEIN, F., F. PETIT: Sur l'effet de perturbations apportées aux miroirs dans un laser. C. R. Acad. sci. **259**, 18 (1964) 2980—2983.

243 BERTOLOTTI, M., L. MUZII, D. SETTE: Considerationi sulla construzione e sul funzionamento di un laser a rubino. Alta Frequenza **31**, 9 (1962) 560—565.

244 —, —, —: On Cavity Termination of Ruby Laser. Nuovo Cimento **26** (1962) 401—402.

245 BESSIS, M., F. GIRES, G. MAYER, G. NOMARSKI: Irradiation des Organites Cellulaires à l'aide d'un Laser à Rubis. Compt. Rend. **255** (1962) 1010—1012.

246 BEVENSEE, R. M.: Quantum Electrodynamic Prediction of the Envelope Modulation of Maser Beams. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 215—216.

247 —: Communications Relations for the Modes in the Resonant System of an Amplifier. ICMCI, Part I (Sept. 1964) 167—168, Tokio.

248 —: The Fundamental Noise Limit of Linear Amplifiers. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 245—246.

249 BHAUMIK, M. L., et al.: Laser Emission from a Europium Benzylacetonate Alcohol Solution. J. Phys. Chem. **68**, 6 (1964) 1490—1493.

250 BHAWALKAR, D. D., W. A. GAMBLING, R. C. SMITH: Investigation of Relaxation Oscillation in the Output from a Ruby Laser. Radio & Electr. Engineer **27**, 4 (1964) 285—291.

251 BIERNSON, G., R. F. LUCY: Requirements of a Coherent Laser Pulse-Doppler Radar. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 202—213.

252 BIRD, V. R., D. R. CARPENTER, P. S. MCDERMOTT, R. L. POWELL: Rectangular Optical Dielectric Waveguides as Lasers. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 147—157, Ohio State Univ., 1963.

253 BIRNBAUM, M., T. L. STOCKER: Multimode Oscillation of the Ruby Laser Near Threshold. Appl. Phys. Lett. **3**, 9 (1. Nov. 1963) 164—166.

254 —, —: Power-Dependent Frequency Shifts in Ruby Lasers at 77° K. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 396—402.

255 —: Modulation of the Reflectivity of Semiconductors. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 657—658.

256 —, T. L. STOCKER: Mode Selection Properties of Segmented Rod Lasers. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3414—3415.

257 —, —: Modulation of the Reflectivity of Semiconductors. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 729.

258 —, —: Pulsed Oscillations in Ruby Lasers. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 854—855.

259 BITTMAN, L. R.: Limitations on Laser for Deep Space Communications. IEEE Trans. Comm. & Electr. **83**, 71 (March 1964) 170—173.

260 BLACK, J., H. LOCKWOOD, S. MAYBURG: Recombination Radiation in GaAs. J. Appl. Phys. **34**, 1 (1963) 178—180.

261 BLANDIN, A.: Les Lasers. L'Onde Electrique **41**, 416 (Nov. 1961) 931—939.

262 BLATTNER, D. J., H. C. JOHNSON, J. E. RUEDY, F. STERZER: Lasecons: Microwave Phototubes with Transmission Photocathodes. IEEE Intern. Conv. Rec., Pt. **3** (March 1963) 79—86.

263 —, F. STERZER: Heterodyne Receivers for RF-Modulated Light Beams. RCA Rev. **23**, 3 (Sept. 1962) 407—412.

264 BLAU, E. J., B. F. HOCHHEIMER, J. T. MASSEY, A. G. SCHULZ: Identification of Lasing Energy Levels by Spectroscopic Techniques J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 703.

265 BLEEKRODE, R., W. C. NIEUWPORT: On the Feasibility of Flamelasers. Phys. Lett. **12**, 3 (1. Oct. 1964) 204—205.

266 BLOCH, F.: Nuclear Induction. Phys. Rev. **70**, 7/8 (1946) 460—474.

267 BLOEMBERGEN, N.: Some Theoretical Problems in Quantum Electronics. Optical Masers, Ed J. FOX, S. 13—22, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

268 —: Harmonic Light Waves. Bull. Am. Phys. Soc. II, **7** (March 1962) 196.

269 —: Solid State Infrared Quantum Counters. Phys. Rev. Lett. **2**, 3 (1959) 84—85.

270 —, P. S. PERSHAN: Light Waves at the Boundary of Nonlinear Media. Phys. Rev. **128**, 2 (15. Oct. 1962) 606—622.

271 —: Wave Propagation in Nonlinear Electromagnetic Media. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 124—131.

272 —: Proposal for a New Type Solid State Maser. Phys. Rev. **104**, 2 (1956) 324.

273 —: Optique Non-Linéaire. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1501—1512, Col. Univ. Press, New York 1964.

274 —: Coupling Between Stokes and Anti-Stokes Light Waves in Raman Laser Media. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 77.

275 —, J. DUCUING: Experimental Verification of Optical Laws of Non-Linear Reflection. Phys. Lett. **6**, 1 (Aug. 1963) 5—6.

276 BLOEMBERGEN, N., et al.: Optical Nonlinearities of III-V Semiconductors. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 269.

277 —, Y. R. SHEN: Coupling between Vibrations and Light in Raman Laser Media. Phys. Rev. Lett. **12**, 18 (4. May 1964) 504—507.

278 BLOOM, A. L., W. E. BELL: Radio Frequency Mixing in Optical Pumping Experiments. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 224—232, Columbia University Press, New York 1961.

279 —: Observation of New Visible Gas Laser Transitions by Removal of Dominance. Appl. Phys. Lett. **2**, 5 (March 1963) 101—102.

280 —, —, R. C. REMPEL: Laser Operation at 3.39 μ in a Helium-Neon Mixture. Appl. Opt. **2**, 3 (1963) 317—318.

281 —, —, F. O. LOPEZ: Laser Spectroscopy of a Pulsed Mercury-Helium Discharge. Phys. Rev. **135**, 3 A (1964) 578—579.

282 —, C. F. BUHRER: Reception of Single-Sideband Surpressed-Carrier Signals by Optical Mixing. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 610—611.

283 BLUME, A. E., K. F. TITTEL: Thermal Effects in Laser Amplifiers and Oscillators. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 527—530.

284 BLUMENTHAL, R. H.: Design of a Microwave Frequency Light Modulator. Proc. IRE **50**, 4 (1962) 452–456.

285 BOCKASTEN, K.: On the Classfication of Laser Lines in Chlorine and Iodine. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 118–120.

286 BOATRIGHT, A., H. METTE: Fast Response Solid State PME Detector for Laser Signals. Rep. AD 286 656 June 1962, 16 S..

287 BOBROFF, D. L.: Modes of Optical Maser Cavities with Roof-Top and Corner-Cube Reflectors. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1485–1487.

288 BOERSCH, H., G. HERZIGER, H. WEBER: Strahlungsintensität des He-Ne-Laser als Funktion von Druck und Mischungsverhältnis der Gase. Phys. Lett. **4**, **3** (1. April 1963) 191–194.

289 –, –, H. LINDNER: Erhöhung des Verstärkungsfaktors eines He-Ne-Lasers durch optische Rückkopplung. Z. angew. Phys. **17**, 2 (1964) 65–67.

290 –, –, H. WEBER: Gekoppelte Laserresonatoren als Verstärker zur Messung optischer Konstanten. Phys. Lett. **8**, 2 (15. Jan. 1964) 109–111.

291 –, –, H. LINDNER: Messung der Güte von Laser-Resonatoren. Phys. Lett. **11**, 1 (1. July 1964) 38–39.

292 –, H. EICHLER, G. HERZIGER: Anregung von Eigenschwingungen in passiven optischen Resonatoren. Phys. Lett. **11**, 4 (15. Aug. 1964) 291–292.

293 –, G. HERZIGER, S. MASLOWSKI, H. WEBER: Reproduzierbare Wellenformen niedriger Ordnung beim Rubinlaser. Phys. Lett. **4**, 2 (15. March 1963) 86–88.

294 BOERSCHIG, B. A.: A Light-Modulated Data Link. IEEE Trans. BC **10**, **1** (1964) 4–7.

295 BOGOMOLOV, YU. V.: Spin-Lattice Relaxation in Ruby. Sov. Phys. — Solid State **4**, 11 (1963) 2406.

296 DUBOIS, D. F., V. GILINSKY: Scattering of Light by Light in Plasmas. Phys. Rev. **135**, 4 A (17. Aug. 1964) A 995–A 1002.

297 BÖLGER, B., J. A. W. VAN DE DOES DE BIJE, H. KALTER, H. J. VEGTER: Laser Action in a GaAs Junction. Phys. Lett. **3**, 5 (15. Jan. 1963) 252.

298 BOLGIANO, L. P. Jr.: Photoemission Statistics for Narrowband Signals. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 187–191 Col. Univ. Press, New York 1964.

299 BOLWIJN, P. T., C. TH. ALKEMADE, G. A. BOSCHLOO: Excess Photon Noise and Spectral Line Shape of Laser Beam. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 193–197, Col. Univ. Press, New York 1964.

300 BOND, W. L.: Making Crystal Elements for Optical Masers. Rev. Scien. Instr. **33**, **3** (March 1962) 372–375.

301 –, B. G. COHEN, R. C. C. LEITE, A. YARIV: Observation of the Dielectric-Waveguide Mode of Light Propagation in p–n Junctions. Appl. Phys. Lett. **2**, 3 (1. Febr. 1963) 57–59.

302 BONDARENKO, N. G., I. V. EREMINA, V. I. TALANOV: The Phase Structure of the Output Beam of a Ruby Laser. Sov. Phys. JETP **19**, 4 (Oct. 1964) 1016–1017. Russ.: **46**, 4 (April 1964) 1500–1502.

303 BONTSCH-BRUJEWITSCH, A. M., JA. A. IMAS, A. P. SOKOLOW: Beseitigung der parasitären Schwingunsarten in optischen Verstärkern mit erzwungener Strahlung. J. angew. Spektr. **1**, 1 (1964) (russ.) 80–83.

304 Boot, H. A., D. M. Clunie: Pulsed Gaseous Maser. Nature **197**, 4862 (Jan. 1963) 173–174.

305 –, –, R. S. A. Thorn: Pulsed Laser Operation in a High-Pressure He-Ne Mixture. Nature **198**, 4882 (1963) 773–774.

306 Born, M.: Moderne Physik. Springer Verlag, 1933 S. 157–167.

307 –, E. Wolf: Principles of Optics. Pergamon Press, 2. Aufl., London 1964.

308 Borie, J. C., M. Durand, A. Orszag: Ultrarapid Photography of the Emitting Surface of a Ruby Crystal Laser. Compt. Rend. **253** (1961) 2215–2217.

309 Bortfeld, D. P., R. S. Congleton, M. Geller, R. S. McComas: Influence of Optical Quality on Ruby Laser Oscillators and Amplifiers. J. Appl. Phys. **35**, 7 (1964) 2267–2269.

310 Bose, H.: Utilisation du Laser Pour la Mesure des Distances. L'Onde Electrique **43**, 436–437 (Juillet-Août 1963) 738–747.

311 –: Principal Uses of Coherent Light. Electrical Comm. **37**, 4 (1962) 360–366.

312 Bostik, H. A., J. R. O'Connor: Infrared Oscillations from $CaF_2:U^{3+}$ and $BaF_2:U^{3+}$ Masers. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 219–220.

313 Bouwhuis, G.: Eigenfrequencies and Quality Factors of Multi-Mirror Etalons. Philips Res. Rep. **19**, 19 (1964) 422–429.

314 Bowley, W. R. C., D. C. Wilson: Wave-Length Stabilization of an Optical Maser. Nature **200**, 4908 (1963) 745–747.

315 Bowness, C., D. V. Missio: Pulsed Solid State Lasers. Electronic Progress **7**, 4 (1963) 2–6.

316 –: On the Efficiency of Single and Multiple Elliptical Laser Cavities. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 103–107.

317 –, D. Missio, T. Rogala: A High Energy Laser Using a Multi-Elliptical Cavity. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1704–1705.

318 –, –, –: A High Energy Laser Using a Multi-Elliptical Cavity. Author's Comment to: H. Z. Cummins, High-Energy Laser Using a Multi-Elliptical Cavity Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 254–255. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 255.

319 Boyd, G. D.: Modes in Confocal Geometries. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1173–1186, Col. Univ. Press, New York 1964.

320 –: The Confocal Resonator for Millimeter through Optical Wavelength Masers. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 318–328, Columbia University Press, New York 1961.

321 –, A. Ashkin, J. M. Dziedzic, D. A. Kleinman: Second-Harmonic Generation of Light with Double Refraction. Phys. Rev. **137**, 4 A (15. Febr. 1965) 1305–1320.

322 –, R. J. Collins, S. P. S. Porto, A. Yariv, W. A. Hargreaves: Excitation, Relaxation and Continuous Maser Action in the 2.613 Micron Transition of $CaF_2:U^{3+}$. Phys. Rev. Lett. **8**, 7 (1. April 1962) 269–272.

323 –, A. G. Fox, H. Kogelnik, T. Li, W. W. Rigrod: Comment on „Gaseous Optical Maser with External Mirrors". J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3412.

324 –, J. P. Gordon: Confocal Multimode Resonator for Millimeter Through Optical Wavelength Masers. Bell Syst. Techn. J. **40**, 2 (1961) 489–508.

325 –, H. Kogelnik: Generalized Confocal Resonator Theory. Bell Syst. Techn. J. **41**, 4 (1962) 1347–1369.

326 Boyd, G. D., R. C. Miller, K. Nassau, W. L. Bond, A. Savage: $LiNbO_3$: An Efficient Phase Matchable Nonlinear Optical Material. Appl. Phys. Lett. **5**, 11 (1. Dec. 1964) 234–235.

327 Boyne, H. S., W. C. Martin: Experimental Determination of the Frequency Ratio of Optical Harmonics. J. Opt. Soc. Am. **52**, (1962) 880 bis 884.

328 Bracewell, R. N.: Defining the Coherence of a Signal. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 214.

329 Brachet, C., B. Decomps, G. Durand, L. Hriard-Dubreuilh, H. Lamain, P. Vasseur, P. Vautier: Analyse en tension pulsée de l'oscillation d'un laser à gas. Compt. Rend. **255** (1962) 73–75.

330 Bradley, D. J., et al.: Spectra of Giant Pulses from a Ruby Laser. Nature **199**, 4900 (1963) 1281–1282.

321 Bradsell, R. H.: Distance Measurement by Means of a Light Beam Polarisation-Modulated at a Microwave Frequency. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, 1541–1547, Col. Univ. Press, New York 1964.

332 Bramley, A.: Optically Induced Forces in a Dielectric-Comparison of Theory and Experiment. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1064–1065.

333 —: High-Power Light Flux Resulting from Bunching of Light Wave Packets. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (10. Nov. 1964) 210–212.

334 —: Photon-Phonon Interaction in Giant-Laser Pulses. Bull. Am Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 500–501.

335 —, J. E. Rosenthal: Polarization Induced in a Dielectric Medium by an Intense Laser Beam. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 205–206.

336 Brand, F. A., H. Jacobs, S. Weitz, S. Strozyk: Optical Maser Detection by Microwave Absorption in Semiconductors. IEEE Intern. Conv. Rec. Part 3 (März 1963) 162–166.

337 —, —, —, —: Optical Maser Detection by Microwave Absorption in Semiconductors. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 607–609.

338 —, —, C. LoCascio, G. Novick, D. Schick: Properties of Cooled, Uncoated Ruby Laser Oscillators. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1255–1256.

339 Brandewie, R. A., J. S. Hitt, J. M. Feldman: Plasma Pinch Excitation of a Ruby Laser. J. App. Phys. **34**, 11 (1963) 3415–3416.

340 Brangaccio, D. J.: Construction of a Gaseous Optical Maser Using Brewster Angle Windows. Rev. Sci. Instr. **33**, 9 (Sept. 1962) 921–922.

341 Braslau, N., W. A. Hardy: Growth and Decay of Stimulated Emission in a Gas Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 500.

342 Brault, J. W., P. J. Walter, Jr., R. U. Martinelli: Search for a Stokes Shift in the R_1 Line of Ruby. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 281.

343 Braunbeck, J.: Changes in the Absorption Spectrum of Substances under High Intensity Coherent Illumination. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 691–698, Col. Univ. Press, New York 1964.

344 Braunstein, R., J. I. Pankove, H. Nelson: Effect of Doping on the Emission Peak and the Absorption Edge of GaAs. Appl. Phys. Lett. **3**, 2 (15. July 1963) 31–33.

345 — Nonlinear Optical Effects. Phys. Rev. **125**, 2 (Jan. 1962) 475–477.

346 —, D. Meyerhofer: Effect of Uniaxial Stress on GaAs Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.

347 Bret, G., E. Gires: Giant-Pulse Laser and Light Amplifier Using Variable Transmission Coefficient Glasses as Light Switches. Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15. May 1964) 175–176.

348 —, —, G. Mayer: Phonons ou photons stimulées. C. R. Acad. sci. **259**, 19 (1964) 3215–3218.

349 Brewer, R. G.: The Ruby Laser as a Brillouin Light Amplifier. Appl. Phys. Lett. **5**, 7 (1. Oct. 1964) 127–128.

350 —, K. E. Rieckoff: Stimulated Brillouin Scattering in Liquids. Phys. Rev. Lett. **13**, 11 (14. Sept. 1964) 334–336.

351 —: Stimulated Raman Scattering and Induced Optical Absorption in Liquids. Phys. Lett. **11**, 4 (15. Aug. 1964) 294–295.

352 —: Light Modulation by the Raman Effect. J. Appl. Phys. **33**, 4 (1962) 1606–1607.

353 Bridges, W. B.: High Optical Gain at 3.5 μ in Pure Xenon. Appl. Phys. Lett. **3**, 3 (1. Aug. 1963) 45–47.

354 —: Mercury-Rare Gas Visible-UV Laser. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 309.

355 —: Laser Action in Singly Ionized Krypton and Xenon. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 843–844.

356 —: Laser Oscillation in Singly Ionized Argon in the Visible Spectrum. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 128–130.

357 —, G. S. Picus: Gas Laser Preamplifier Performance. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1189–1190.

358 Brinton, J. B. Jr.: Survey of Laser Products. Microwaves **3**, 10 (Oct. 1964) 34–55.

359 Brissot, M. J. J., H. Raynaud: Préparation et propriétés des monocristaux de $CaWO_4$ destinés à des masers optiques. J. Phys. **25**, Suppl. N. 11 (1964) A 199–A 202.

360 Brock, E. G., P. C. Savinsky, E. Hormats, H. C. Nedderman, D. Stirpe, F. Unterleitner: Coherent Stimulated Emission from Organic Molecular Crystal. J. Chem. Phys. **35**, 8 (Aug. 1961) 759–760.

361 Bron, W. E., W. R. Heller: Polarized Emission of Sm^{2+} in the Alkali Halides. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 228.

362 Brodwin, M. S., W. M. Watulov, S. W. Zakrewskij: Das Leuchten,das durch den Einfluß eines Bündels des Rubinlasers auf die Natrium-Azetatkristalle entsteht. Ukrain. J. Phys. **9**, 10 (1964) (russ.) 1150–1151.

363 Broom, R. F.: Room Temperature Operation of GaAs Lasers. Phys. Lett. **4**, 6 (15. May 1963) 330–331.

364 Broude, V. L., V. S. Mashkevich, A. F. Prikhot'ko, N. F. Prokopyuk, M. S. Soskin: Possibility of Obtaining Stimulated Emission from Systems with Electron-Vibration Levels. Sov. Phys.-Solid State **4**, 10 (April 1963) 2182–2183.

365 Broude, W. L., et al.: Über die Fluktuation der Emission des optischen Quantenverstärkers im Impulsbetrieb. Ukrain. J. Phys. **9**, 11 (1964) (russ.) 1267–1268.

366 Broussaud, G.: Quelques Applications des Masers Optiques à la Recherche et aux Techniques de l'Espace. L'Onde Electrique **43**, 432 (1963) 333–340.

367 Brown, G. C. Jr.: Fluorescence Lifetimes of Ruby. J. Appl. Phys. **35**, 10 (1964) 3062–3063.

368 Brown, M. R., W. A. Shand: Infrared Quantum Counter Action in Er-

Doped Fluoride Lattices. Phys. Rev. Lett. **12**, 13 (30 March 1964) 367—369.

369 BROWN, M. R., W. A. SHAND: Infrared Quantum Counter Action in Pr-Doped Fluoride Lattices Phys. Rev. Lett. **11**, 8 (15. Oct. 1963) 366—368.

370 —, —: Infrared Quantum Counter Action in He Doped Fluoride Lattices. Phys. Lett. **11**, 3 (1. Aug. 1964) 219—220.

371 —, —: Infrared Quantum Counter Action in Dy-Doped CaF_2 and SrF_2. Phys. Lett. **8**, 1 (1. Jan. 1964) 19—21.

372 BROWN, L. S., T. W. B. KIBBLE: Interactions of Intense Laser Beams with Electrons. Phys. Rev. **133**, 3 A (Febr. 1964) A 705—A 719.

373 BROWN, R. H., R. Q. TWISS: Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. Nature **177**, 4407 (Jan. 7, 1956) 27—29.

374 —, —: Interferometry of the Intensity Fluctuations in Light. I. Basic Theory: The Correlation Between Photons in Coherent Beams of Radiation. Proc. Roy. Soc. London **242** A 1230 (1957) 300—324.

375 —, —: Interferometry of the Intensity Fluctuations in Light. II. An Experimental Test of the Theory for Partially Coherent Light. Proc. Roy. Soc. London **243** A, 1234 (Jan. 1958) 291—319.

376 BROWNE, P. F.: Coupling Between Samarium Ions and Colour Centers in the Calcium Fluoride: Samarium Laser System. Proc. Phys. Soc. A **79**, 511 (May 1962) 1085—1087.

377 BRUMA, M. S.: Usinage Photonique avec Générateur Laser. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1333—1337, Col. Univ. Press, New York 1964.

378 BRUNET, H., P. LAURES: New Infrared Gas Laser Transitions by Removal of Dominance. Phys. Lett. **12**, 2 (15. Sept. 1964) 106—107.

379 BRUNTON, J. H.: Polarization of the Light Output from a Ruby Optical Maser. Appl. Opt. **3**, 11 (1964) 1241—1246.

380 BUCHANAN, R. A., H. H. CASPERS: Infrared Absorption Spectrum of Pr^{3+} in LaF_3. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 282.

381 BUCHMAN, W. W., M. LAIKIN: Traveling-Wave Phase Modulation. C. J. Peters: Author's Comment, S. 1055—1056. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1054—1055.

382 BUCK, A., R. ERICKSON, F. BARNES: Design and Operation of Xenon Flashtubes. J. Appl. Phys. **34**, 7 (1963) 2115—2116.

383 —, —, —: An Investigation of Confined Arc Discharges in Xenon. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1379—1396, Col. Univ. Press, New York 1964.

384 BUCKMASTER, H. A.: An Alternative Derivation of Fundamental Noise Limit of Linear Amplifiers. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 194.

385 BUDDENHAGEN, D. A., B. A. LENGYEL, F. J. MCCLUNG, G. F. SMITH: An Experimental Laser Ranging System. IRE Intern. Conv. Rec. **9**, Pt 5—7 (1961) 285—290.

386 VAN BUEREN, H. G., J. HAISMA, H. DE LANG: A Small and Stable Continuous Gas Laser. Phys. Lett. **2**, 7 (Nov. 1962) 340—341.

387 BUDDENHAGEN, D. A., A. V. HAEFF, G. F. SMITH, G. OSTER, G. K. OSTER: Observations of Ruby Laser Beam-Intensity Patterns with Dye-Sensitized Photo-polymers. Proc. Nat. Acad. Scie. USA **48** (1962) 303—305.

388 BUHRER, C. F., L. R. BLOOM, V. J. FOWLER, D. H. BAIRD, E. M. CONWELL: Frequency Shifts and Modulation of Light Beams. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1609–1617, Col. Univ. Press, New York 1964.

389 –, L. HO: Electro-Optic Effect in $(NH_4)_2\ Cd_2(SO_4)_3$ and $(NH_4)_2Mn_2(SO_4)_3$. Appl. Opt. **3**, 2 (1964) 314.

390 –, L. R. BLOOM, D. H. BAIRD: Electro-Optic Light Modulation with Cubic Crystals. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 839–846.

391 –, V. J. FOWLER, L. R. BLOOM: Single-Sideband Surpressed-Carrier Modulation of Coherent Light Beams. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1827–1828.

392 –, L. HO: The Pockels Effect of Hexamethylenetetramine. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1500–1501.

393 –, D. BAIRD, E. M. CONWELL: Optical Frequency Shifting by Electro-Optic Effect. Appl. Phys. Lett. **1**, 2 (1. Oct. 1962) 46–49.

394 –: Optical Modulation by Light Bunching. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1151.

395 BULABOIS, J., P. M. DUFFIEUX, J. C. VIÉNOT: Remarques sur quelques répartitions de lumière données par un Laser à rubis. Compt. Rend. **254** (1962) 4272–4274.

396 BULEY, E. R., F. W. CUMMINGS: Dynamics of a System of N Atoms Interacting with a Radiation Field. Phys. Rev. **134**, 6 A (15. June 1964) A 1454 bis A 1460.

397 BUNKIN, F. W.: Zur Theorie des spontanen Zerfalls von Quantensystemen. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophys. **4**, 5 (1960) (russ.) 882–902.

398 –: Die Paramagnetische Erregung von Quantensystemen. Radiotechnik u. Elektronik **5**, 2 (1960) (russ.) 296–300.

399 –: Über die Inversion der Zeeman-Niveaus. Radiotechnik u. Elektronik **4**, 5 (1959) (russ.) 886–890.

400 –, A. N. ORAEWSKII: Über die spontane Emission der Moleküle innerhalb eines Resonators. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophys. **2**, 2 (1959) (russ.) 181–185.

401 –, A. M. PROKHOROV: The Excitation and Ionization of Atoms in a Strong Radiation Field. Sov. Phys. JETP **19**, 3 (Sept. 1964) 739–743. Russ.: **46**, 3 (March 1964) 1090–1097.

402 BURCH, J. M.: Design of Resonators. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N, BLOEMBERGEN, S. 1186–1202, Col. Univ. Press, New York 1964.

403 –, D. L. WOOD: Amplitude and Frequency Control in Solid-State Optical Masers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1339–1346, Col. Univ. Press, New York 1964.

404 –: Ruby Masers with Afocal Resonators. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 602.

405 BURGERS, J. M.: The Measuring Process in Quantum Theory. Rev. Modern Phys. **35**, 1 (1963) 145–150.

406 BURGESS, J. Q., W. S. CHANG: Optical Faraday Rotation and Microwave Interactions in Paramagnetic Salts. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 477.

407 BURNS, G., F. H. DILL, Jr., M. I. NATHAN: The Effect of Temperature on the Properties of GaAs Laser. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 947–948.

408 BURNS, R. P.: On the Possibility of Using Conical Refraction Phenomena for Laser Beam Steering. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1505–1506.

409 Burns, G., R. A. Laff, S. E. Blum, F. H. Dill, Jr., M. I. Nathan: Directionally Effects of GaAs Light-Emitting Diodes: Part I. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 62—63.

410 —, R. S. Levitt, M. I. Nathan, K. Weiser: Laser Action in $Ga(As_{1-x}P_x)$ and GaAs. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 104.

411 —, —, —, —: Some Properties of InP Lasers. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1148—1149.

412 —, M. I. Nathan: Room Temperature Stimulated Emission. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 72—73.

413 —, —: Line Shape in GaAs Injection Lasers. Proc. IEEE **51**, 3 (1963) 471—472. Correction to "Line Shape in GaAs Injection Lasers". Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 860.

414 —, —, B. A. Jenkins, G. O. Pettit: Line Shape at 77° K of GaAs Injection Laser. Bull. Phys. Soc. **8** (1963) 88.

415 —, —, Quantum Efficiency of Ruby. J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 703—705.

416 —, —: P—N Junction Lasers. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 770—794.

417 Buser, R. G., J. Kainz, J. Suvillan: Influence of Magnetic Fields upon Gas Discharge Lasers. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 861—862.

418 —, —: Interferometric Measurements of Rapid Phase Changes in the Visible and Near Infrared Using a Laser Light Source. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1495—1499.

419 Bushnell, D.: Laser Applications: Ground Systems. Electronic Progress **7**, 4 (1963) 21—23.

420 Butayeva, F. A., V. A. Fabrikant: Akad. Nauk. SSSR. Fiz. Inst. imeni P. N. Lebedeva, Issle vanya po eksp. i teor. fiz. Sbornik (1959) S. 62.

421 —, —: Investigations in Experimental and Theoretical Physics (A Memorial to G. S. Landsberg) U.S.S.R. Academy of Science Publishing, Moskau 1959.

422 Butcher, P. N.: Noise and Absorption Spectra in Three-Level Masers. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 189—212, Columbia University Press, New York 1960.

423 Butler, J. F., A. R. Calawa, R. J. Phelan, Jr., T. C. Harman, A. J. Strauss, R. H. Rediker: PbTe Diode Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 4 (15. Aug. 1964) 75—77.

424 —, —, —, —, —: PbSe Diode Laser. Solid State Comm. **2**, 10 (1964) 303—304.

425 Byerly, E. H., J. Goldsmith, W. H. McMahan: Observation of Increased Power Output from He-Ne Optical Maser by Means of Externally Applied High-Voltage Pulsing. Proc. IEEE **51**, 2 (1963) 360.

426 Bykov, V. P., L. A. Vainshtein: Geometric Optics of Open Resonators. Sov. JETP **20**, 2 (Febr. 1965) 338—344. Russ.: **47**, 2 (Aug. 1964) 508—517.

427 Cabezas, A. Y., L. G. DeShazer: Radiative Transfer of Energy Between Rare-Earth Ions in Glass. Appl. Phys. Lett. **4**, 2 (Jan. 1964) 37—39.

428 Calawa, A. R.: Injection Electroluminescence in Gallium Antimonide. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1660—1662.

429 Callaway, J.: Transition Processes in Semiconductor Lasers. J. Phys. and Chem. Solids **24**, 8 (1963) 1063—1064.

430 Calviello, J. A.: An Optical Calorimeter for Laser Energy Measurements. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 611—612.

431 Calviello, J. A., Z. H. Heller: Raman Laser Action in Mixed Liquids. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (1. Sept. 1964) 112—113.

432 Campbell, C. K., J. P. Van Nest: The Effects of Scatter and Diffraction on the Spiking Period of a Ruby Laser. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 210—211.

433 Carlin, P. W.: The Minimum Spot Size for a Focused Laser and the Uncertainty Relation. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1371.

434 Carnahan, C. W.: Masers, Lasers, and the Ether Drift. Proc. IRE **49**, 10 (1961) 1576—1577.

435 —: A Proposed First-Order Relatively Test Using Lasers. Proc. IRE **50**, 9 (1962) 1976.

436 Carlson, E. H., G. H. Dieke: The State of the Nd^{3+} Ion as Derived from the Absorption and Fluorescence Spectra of $NdCl_3$ and their Zeeman Effects. J. of Chem. Phys. **34**, 5 (1961) 1602—1609.

437 —, G. A. Slack, S. J. Silverman: Thermal Conductivity of GaAs and $GaAs_{1-x}P_x$ Laser Semiconductors. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 505—507.

438 Carmichael, C. H.: Observation of Mixing at Optical Frequencies in a p—n Junction. Nature **197**, 4863 (1963) 273—274.

439 Carome, E. F., N. A. Clark, C. E. Moeller: Generation of Acoustic Signals in Liquids by Ruby Laser-Induced Thermal Stress Transients. Appl. Phys. Lett. **4**, 6 (15. March 1964) 95—97.

440 Carr, W. N., J. R. Biard: Common Occurrence of Artifacts or „Ghost" Peaks in Semiconductor Injection Electroluminescence Spectra. J. Appl. Phys. **35**, 9 (1964) 2776—2777.

441 —, G. E. Pittman: One-Watt GaAs p—n Junction Infrared Source. Appl. Phys. Lett. **3**, 10 (15. Nov. 1963) 173—175.

442 —, —: Quantum Efficiency of a New GaAs Spontaneous Infrared Source. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 204—205.

443 Carson, J. R.: Notes on the Theory of Modulation. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 893—896.

444 Carver, T. R.: Optical Pumping. Science **141**, 3581 (1963) 599—608.

445 Casella, R. C.: A Criterion for Exciton Binding in Dense Electronhole System-application to Line Narrowing Observed in GaAs. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1660—1662.

446 Casey, H. C., Jr., G. L. Pearson: Rare Earths in Covalent Semiconductors: the Thulium-Gallium Arsenide System. J. Appl. Phys. **35**, 11 (1964) 3401—3407.

447 Cassedy, E. S., A. A. Oliner: Dispersion Relations in Time-Space Periodic Media: Part I—Stable Interactions. Proc. IEEE. **51**, 10 (1963) 1342—1359.

448 Censor, D.: Detection of the Transverse Doppler Effect with Laser Light. Proc. IEEE **52**, 8 (1964) 987.

449 Chaimov-Malkov, W. N.: Beziehung zwischen den Modenbildern eines Rubinlasers und den Defekten im Kristall. Kristallographie **8**, 6 (1963) (russ.) 925—926.

450 Chang, W. S. C., R. F. Rowntree: Properties of Materials for Submillimeter Masers. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 677—684, Col. Univ. Press, New York 1964.

451 Chang, T. Y., C. K. Birdsall: Laser-Induced Emission of Electrons, Ions, and Neutrals from Ti and Ti-D Surfaces. Appl. Phys. Lett. **5**, 9 (1. Nov. 1964) 171—172.

452 CHATTERTON, E. J.: Optical Communications Employing Infrared Emitting Diodes and F.M. Techniques. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 612.

453 CHAU, N. N.: Correspondance sur quelques problèmes posés par la démodulation d'une onde lumineuse. L'Onde Electr. **43**, 440 (Nov. 1963) 1201–1202.

454 CHAUDHURI, A. R., L. E. PHANEUF: Dislocation Pinning and Charge Compensation in Calcium Tungstate Crystals Doped with Rare-Earth Ions. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (1. Sept. 1964) 93–95.

455 CHECCACCI, P. F., V. RUSSO, G. TASSINARIO: Diffraction of Evanescent Waves by Metal Strip Gratings. Experimental Investigations. Alta Frequenza **32**, 8 (1963) 568–576.

456 —, A. M. SCHEGGI, G. TORALDO DI FRANCIA: Microwave Model of a Laser Resonator. Alta Frequenza **33**, 11 (1964) 720–722.

457 CHEN, C. L.: Atomic Processes in Helium-Krypton and Helium-Neon Mixtures. Phys. Rev. **131**, 6 (1963) 2550–2555.

458 CHEN, D.: Modulation of Laser Output by Multiple-Reflection Kerr Effect on Thin Magnetic Films. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 641–647, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

459 —: Modulation of Ruby Laser Output by Absorption. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 227–228.

460 CHEN, F. S., J. E. GEUSIC, S. K. KURTZ, J. G. SKINNER, S. H. WEMPLE: The Use of Perovskite Paraelectrics in Beam Deflectors and Light Modulators. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1258–1259.

461 CHEO, P. K., H. G. COOPER: Excitation Mechanisms of Population Inversion in CO and N_2 Pulsed Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (4. Aug. 1964) 42–44.

462 —, C. V. HEER: Beat Frequency Between Two Traveling Waves in a Fabry-Perot Square Cavity. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 788–789.

463 —, —: Beat Frequency Between Traveling Waves in a Square 3.39 μ Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 501.

464 CHERNOCH, J. P., K. F. TITTEL: Performance of a Multiple Pulse, Multiprism Laser Q Switch. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 859–860.

465 CHEROFF, G., F. STERN, S. TRIEBWASSER: Quantum Efficiency of GaAs Injection Lasers. Appl. Phys. Lett. **2**, 9 (1. May 1963) 173–174.

466 CHIAO, R. Y., E. GARMIRE, C. H. TOWNES: Self-Trapping of Optical Beams. Phys. Rev. Lett. **13**, 15 (12. Oct. 1964) 479–482.

467 —, B. P. STOICHEFF: Angular Dependence of Maser Stimulated Raman Radiation in Calcite. Phys. Rev. Lett. **12**, 11 (16. March 1964) 290–293.

468 —, —: Angular Dependence of Maser-Stimulated Raman Radiation. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 490.

469 —, —: Brillouin Scattering in Liquids Excited by the He-Ne Maser. J. Opt. Soc. Am. **54**, 10 (1964) 1286–1287.

470 CHIWENS, O. S.: Optische Quantengeneratoren. Erfolge Phys. Wiss. **81**, 3 (1963) (russ.) 507–544.

471 CHIZHIKOVA, Z. A., M. D. GALANIN, V. V. KOROBKIN, A. M. LEONTOVICH, V. N. SMORTCHKOV: Coherence, Spectra Time Scanning and Pulsations of the Laser Emission. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1483–1491. Col. Univ. Press, New York 1964.

472 CHURCH, C. H., R. D. HAUN, Jr., T. A. OSIAL, E. V. SOMERS: Optical

Pumping of Lasers Using Exploding Wires. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 603.

473 Church, C. H., R. D. Haun, Jr., T. W. O'Keeffe, T. A. Osial: Optical Pumping of Lasers Using Exploding Wires. Lasers and Masers, Ed. W. S. C. Chang, S. 87–96, Ohio State Univ., 1963.

474 –, D. Ryan, J. P. Lesnick: Coaxial Laser Pumps. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (1963) 514.

475 Ciftan, M., A. Krutchkoff, S. Koozekanani: On the Resonant Frequency Modes of Ruby Optical Masers. Proc. IEEE **50**, 1 (1962) 84–85.

476 –, P. P. Debye: On the Parameters which Affect the CW Output of GaAs Lasers. Appl. Phys. Lett. **6**, 6 (15. March 1965) 120–121.

477 –, C. F. Luck, C. G. Shafer, H. Statz: A Ruby Laser with an Elliptic Configuration. Proc. IRE **49**, 5, I (1961) 960–961.

478 Clark, P. O.: Multireflector Optical Resonators. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 949–950.

479 –: A Self-Consistent Field Analysis of Spherical-Mirror Fabry-Perot Resonators. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 36–41.

480 –, R. F. Wuerker, C. M. York: A High Speed Photographic Study of the Coherent Radiation from a Ruby Laser. Quantum Physics Laboratory, No. 9844-0036-NU-000, 29. Nov. 1961, Los Angeles 45, California.

481 –: Self-Consistent Field Analysis of Multireflector Optical Resonators. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 66–72.

482 Clendenin, W. W.: Large-Amplitude Solutions of the Rate Equations for the Ruby Laser. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2277–2278.

483 Clunie, D. M., N. H. Rock: Optical Gain in Neon and Helium-Neon Pulsed Discharges. Phys. Lett. **13**, 3 (1. Dec. 1964) 213–214.

484 Cobb, J. K., J. J. Muray: Laser Beam-Induced Electron and Ion Emission from Metal Foils. Brit. J. Appl. Phys. **16**, 2 (1965) 271–273.

485 –, –: Laser Beam Induced Electron, Ion, and Neutral-Atom Emission from Metal Foils. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 536.

486 Cochran, J. A.: The Existence of Eigenvalues for the Integral Equations of Laser Theory. Bell Syst. Techn. J. **44**, 1 (1965) 77–88.

487 Cohen, M. G., E. I. Gordon: Electro-Optic ($KTa_xNb_{1-x}O_3K[TN]$) Gratings for Light Beam Modulation and Deflection. Appl. Phys. Lett. **5**, 9 (1. Nov. 1964) 181–182.

488 –, N. Bloembergen: Magnetic- and Electric-Field Effects of the B_1 and B_2 Absorption Lines in Ruby. Phys. Rev. **135**, 4A (1964) 950–956.

489 Coleman, P. D.: State of the Art: Background and Recent Developments – Millimeter and Submillimeter Waves. Trans. IEEE MTT **11**, 5 (Sept. 1963) 271–288.

490 Colgate, S. A., A. W. Trivelpiece: The Dynamic Pinch as a High-Intensity Light Source for Optical Maser Pumping. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 288–293, Columbia University Press, New York 1961.

491 Collins, R. J., J. A. Giordmaine: New Methods of Optical Oscillation in Closed Resonators. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1239–1246, Col. Univ. Press, New York 1964.

492 –, –: Maser Oscillations in the Bouncing-Ball Modes of Large Resonators. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (Aug. 1962) 446.

493 Collins, R. J., P. Kisliuk: Control of Population Inversion in Pulsed Optical Masers by Feedback Modulation. J. Appl. Phys. **33**, 6 (1962) 2009–2011.

494 –, –: Feedback Modulation with a Ruby Optical Maser. Bull. Am. Phys. Soc. II, **6** (Nov. 1961) 414.

495 –, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett, W. Kaiser: Coherence, Narrowing, Directionality, and Relaxation Oscillations in the Light Emission from Ruby. Phys. Rev. Lett. **5**, 7 (1. Oct. 1960) 303–305.

496 –, –: Studies of the Emission from a Pulsed Ruby Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 473.

497 Collins, S. A., Jr.: Analysis of Optical Resonators Involving Focusing Elements. Appl. Opt. **3**, 11 (1964) 1263–1275.

498 –: Optical-Resonator-Mode Analysis. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339.

499 –, D. T. M. Davis, Jr.: Modes in a Triangular Ring Optical Resonator. Appl. Opt. **3**, 11 (1964) 1314–1315.

500 –, G. R. White: Interferometer Laser Mode Selector. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1291–1300, Col. Univ. Press, New York 1964.

501 –, –: Interferometer Laser Mode Selector. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 514.

502 Collis, R. T. H., F. G. Fernald, M. G. H. Lidga: Laser Radar Echoes from a Stratified Clear Atmosphere. Nature **203**, 4951 (1964) 1274–1275

503 –, K. G. H. Ligda: Laser Radar Echoes from the Clear Atmosphere. Nature **203**, 4944 (1964) 508.

504 Combrisson, J., A. Honig, C. H. Townes, M. F. Perrin: Utilisation de la résonance de spins électroniques pour réaliser un oscillateur ou un amplificateur en hyperfréquences. Compte Rendu **242**, 20 (1956) 2451–2453.

505 –, C. H. Townes: Création et amplification de micro-ondes par processus atomique. L'Onde Electrique **36**, 356 (Nov. 1956) 989–991.

506 Comstock, G.: AFC Laser Stabilized Communication System. Electronic Design **11**, 12 (1964) 4–6.

507 Condell, W. J., H. I. Mandelberg: Absorption and Emission Frequencies in Lasers. Appl. Opt. **1**, 6 (1962) 771–772. Appl. Opt. Suppl. 1 (1962) 84–85.

508 –, O. van Gunten, H. S. Bennett: Investigation of Population Inversion in Helium. J. Opt. Soc. Am. **50**, 2 (Febr. 1960) 184–185.

509 Condon, E. U.: Intensity-Dependent Absorption of Light. Proc. Nat. Acad. Sci. **52**, 3 (1964) 635–637.

510 Congleton, R. S., W. R. Sooy, D. R. Dewhirst, L. D. Riley: Comparison of Excitation Geometries for Ruby Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1415–1425, Col. Univ. Press, New York 1964.

511 Connes, P.: L'Étalon de Fabry-Perot Sphérique. J. de Phys. et le Radium **19** (Mars 1958) 262–269.

512 Consortini, A., L. Ronchi, A. M. Scheggi, G. Toraldo di Francia: Influence of Atmospheric Scattering on the Line-Width of a Laser Beam. Alta Frequenza **33**, 11 (1964) 714–719.

513 Constantinov, O. V., V. I. Perel: Appearance of a Coherence at the Scattering of Modulated Light. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 159–162, Col. Univ. Press, New York 1964.
514 Cook, J. C.: Some Operating Characteristics of Flash-Pumped Ruby Lasers. Proc. IRE **49**, 10 (1961) 1570–1571.
515 —: Progress on Continuous Operation of Ruby Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. II, **7** (Febr. 1962) 118.
516 —, W. L. Flowers, C. B. Arnold: Measurement of Laser Output by Light Pressure. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1693.
517 —, —, —: Output Power and Possible Continuous Operation of Ruby Lasers. Proc. IRE **50**, 5 (1962) 330–331.
518 Cook, M. S.: Nonresonant Cavity Sources of Well-Defined Frequency. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1351–1353.
519 —: Steady-State Stimulated Emission in Resonant and Nonresonant Cavities. Phys. Rev. **135**, 3A (1964) 568–577.
520 Cooke, C. H., J. McKenna, J. G. Skinner: Distribution of Absorbed Power in a Side-Pumped Ruby Rod. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 957–961.
521 Cooper, H. G., P. K. Cheo: Dependence of the Recovery Time of the Pulsed Carbon Monoxide Laser on Gas Pressure and Tube Bore. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1. Aug. 1964) 44–46.
522 —, —: Recovery Time of the CO-Pulsed Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 500.
523 Corcoran, V. J., Y.-H. Pao: Detection of Laser Radiation. J. Opt. Soc. Am. **52** (1962) 1341–1350.
524 Corliss, C. H., W. R. Bozman: Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements. NBS Mono. **53** (1961).
525 Corneretto, A.: Table of Laser Frequencies. Microwaves **3**, 1 (1964) 45–49.
526 —: Military Seeking Laser Phased Arrays. Electronic Design **12**, 22 (1964) 6–9.
527 Coupland, M. J., K. G. Hambleton, C. Hilsum: Measurement of Radiation in a GaAs Injection Laser. Phys. Lett. **7**, 4 (Dec. 1963) 231–232.
528 Court, I. N., F. K. von Willisen: Frustrated Total Internal Reflection and Application of its Principle to Laser Cavity Design. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 719–726.
529 Courtney-Pratt, J. S.: Some Uses of Optical Masers in Photography. J. of SMPTE **70**, 7 (July 1961) 509–511.
530 Courville, G. E., P. J. Walsh, J. H. Wasko: Laser Action in Xe in Two Distinct Current Regions of ac and dc Discharges. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2547–2548.
531 Craig, D. P., T. Thirunamachandran: The Electronic Spectra of Mixed Crystals. Proc. Roy. Soc. A **271**, 1345 (Jan. 1963) 207–217.
532 Cristescu, G. D., M. Giurges: Lasers and Ether Drift. Phys. Lett. **5**, 2 (1963) 128.
533 Cronemeyer, D. C., M. W. Beaubien: Photolytic and Reduction Coloring of $CaWO_4$:Nd. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1779–1785.
534 Crosby, J. K., R. C. Honey: Nondestructive Laser Pumping by High Explosives. Appl. Opt. **2**, 12 (1963) 1339–1341.
535 Crowe, J. W., R. M. Craig, Jr.: Small-Signal Amplification in GaAs Lasers. Appl. Phys. Lett. **4**, 3 (1. Febr. 1964) 57–58.

536 CROWE, J. W.: The Effects of Crystal Structure and Scattering Centers on the Light Pattern and Moding in Ruby Lasers. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (1963) 522.

537 —, R. M. CRAIG, Jr.: GaAs Laser Linewidth Measurements by Heterodyne Detection. Appl. Phys. Lett. **5**, 4 (15. Aug. 1964) 72—74.

538 CULLEN, A. L., J. A. JONES: Proposals for Millimetric Photo-Mixing Using Surface Waves. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 585—600, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

539 —, P. N. ROBSON: A New Principle in the Design of a Millimetric Photo-Electric Laser Mixer. Quantum Electronics, II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1741—1749, Columbia Univ. Press, New York 1964.

540 —: A Proposed Fast-Wave Photo-Electric Laser Mixer for Millimeter Wave Generation. Proc. Inst. Elec. Eng. **110**, 3 (March 1963) 475—480.

541 CULLOM, J. H., R. W. WAYNANT: Determination of Laser Damage Threshold for Various Glasses. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 989—990.

542 CULSHAW, W., J. KANNELAUD: Zeeman Effects in Helium-Neon Lasers. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 523—535, Col. Univ. Press, New York 1964.

543 —, —, F. LOPEZ: Zeeman Effects in He-Ne Planar Laser. Phys. Rev. **128**, 4 (Nov. 1962) 1747—1748.

544 —, —: Hanle Effect in the He-Ne Laser. Phys. Rev. **136**, 5A (30. Nov. 1964) A 1209—A 1221.

545 —, —: Hanle Effect in the He-Ne Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 65.

546 —: Double-Resonance Phenomena in the Gaseous Laser. Phys. Rev. **135**, 2A (1964) 316—324.

547 —: Further Considerations on Fabry-Perot Type Resonators. Trans. IRE MTT-**10**, 5 (Sept. 1962) 331—339.

548 —, J. KANNELAUD: Zeeman and Coherence Effects in the He-Ne Laser. Phys. Rev. **133**, 3A (1964) A 691—A 704.

549 CULVER, W. H., E. J. SEPPI: Characteristics of an Ideal Raman Oscillator-Amplifier. J. Appl. Phys. **35**, 11 (1964) 3421—3422.

550 CUMMINS, H. Z.: On the Spectral Line Shape of a Laser Beam. Phys. Lett. **5**, 1 (June 1963) 39—40.

551 —: A High-Energy Laser Using a Multielliptical Cavity. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 254—255.

552 —, I. ABELLA, O. S. HEAVENS, N. KNABLE, C. H. TOWNES: Alkali Vapor Infrared Masers. Advances in Quantum Electronics, Ed. SINGER, S. 12—18, Columbia University Press, New York 1961.

553 —, N. KNABLE: Single Sideband Modulation of Coherent Light by Bragg Reflection from Acoustical Waves. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1246.

554 —, —, L. GAMPEL, Y. YEH: Frequency Shifts in Light Diffracted by Ultrasonic Waves in Liquid Media. Appl. Phys. Lett. **2**, 3 (1. Febr. 1963) 62—64.

555 —, —, Y. YEH: Spurious Harmonic Generation in Optical Heterodyning. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 823—826.

556 CUNNINGHAM, R. W.: Temperature Dependence of a Ruby Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 281.

557 CURCIO, J. A., L. F. DRUMMETER, G. L. KNESTRICK: An Atlas of the Absorption Spectrum of the Lower Atmosphere from 5400 Å to 8520 Å. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1401—1409.

558 CUSANO, D. A., G. E. FENNER, R. O. CARLSON: Recombination Scheme and Intrinsic GAP Variation in $GaAs_{1-x}P_x$ Semiconductors from Electron Beam and p—n Diode Excitation. Appl. Phys. Lett. **5**, 7 (1. Oct. 1964) 144—146.

559 —, J. D. KINGSLEY: Laser Emission from n-Type GaAs Excited by Fast Electrons. Appl. Phys. Lett. **6**, 5 (1. March 1965) 91—93.

560 DACEY, G. C.: Optical Masers. International Solid-State Circuits Conference 1961, 96—97.

561 DALMAN, G. C., T. S. WEN: Laser-Heated Cathode. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 200—201.

562 DALRYMPLE, G. F., B. S. GOLDSTEIN, T. M. QUIST: A Solid-State Room-Temperature Operated GaAs Laser Transmitter. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1742—1743.

563 DALY, R. T.: Measuring Laser Performance. Microwaves **3**, 1 (1964) 50—56.

564 —: Fluorescence of the Trivalent Chromium Pair Spectrum in Synthetic Ruby. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 473.

565 —, S. D. SIMS: An Improved Method of Mechanical Q-Switching Using Total Internal Reflection. Appl. Opt. **3**, 9 (1964) 1063—1066.

566 DAMEN, T. C., R. C. C. LEITE, S. P. S. PORTO: Angular Dependence of the Raman Scattering from Benzene Excited by the He-Ne cw Laser. Phys. Rev. Lett. **14**, 1 (4. Jan. 1965) 9—11.

567 DAMON, E. K.: Theory and Techniques of Giant-Pulse Lasers. Microwaves **3**, 7 (July 1964) 40—47.

568 —, J. T. FLYNN: A Liquid Calorimeter for High-Energy Lasers. Appl. Opt. **2**, 2 (1963) 163—164.

569 —, R. G. TOMLINSON: Observation of Ionization of Gases by a Ruby Laser. Appl. Opt. **2**, 5 (1963) 546—547.

570 —, —: Photoionization of Gases by Optical Maser Radiation. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 187—192, Ohio State Univ., 1963.

571 DANA, L., P. LAURES: Stimulated Emission in Krypton and Xenon Ions by Collisions with Metastable Atoms. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 78—79.

572 DANEU, V., C. A. SACCHI, O. SVELTO: Pump Energy Absorbed by a Ruby Rod in an Elliptical Cylinder. Alta Frequenza **33**, 11 (1964) 758—759.

573 DANIELSON, G. E., Jr., A. J. DEMARIA: Internal Gating of Optically pumped, High-Gain, Solid-State Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 6 (15. Sept. 1964) 123—125.

574 DANIEL'TSEVA, G. E., V. A. ZUBOV, M. M. SUSHCHINSKII, I. K. SHUVALOV: The Use of a Laser in the Investigation of the Combination Scattering Spectra of Colored Powders. Sov. Phys. JETP **17**, 6 (Dec. 1963) 1473 bis 1474. Russ.: **44**, 6 (1963) 2193—2195.

575 DAVIES, W. E. R., S. A. RAMSDEN: Scattering of Light from the Electrons in a Plasma. Phys. Lett. **8**, 3 (1. Febr. 1964) 179—180.

576 DAVIS, L. W.: Semiclassical Treatment of the Optical Maser. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 76—80.

577 —, S. L. MCCALL, A. P. RODGERS: Raman Maser Study of Optical Difference Frequency Production. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2289—2290.

578 DAVIS, B. P., D. V. KELLER: Undamped Regular Spiking of High Energy Ruby Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 4 (15. Aug. 1964) 80—81.

579 DAVIS, J. I., W. R. SOOY: The Effects of Saturation and Regeneration in Ruby Laser Amplifiers. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 715—718.

580 DAVISON, W. F.: Interferometric Processing of a Phase Modulated Optical Carrier. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1277—1283, Col. Univ. Press, New York 1964.

581 DAW, H. A., J. R. IZATT: Cast Plastic Laser Pump Cavities. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 984—985.

582 —: Investigation of Laser Modulation by Modifying the Internal Reflection Barrier. J. Opt. Soc. Am. **53**, 8 (1963) 915—917.

583 DAWSON, J. M.: Production of Plasma by Means of Energetic Laser Pulses. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 306.

584 —: On the Production of Plasma by Giant Pulse Laser. Phys. Fluids **7**, 7 (1964) 981—987.

585 DAYHOFF, E. S.: Transverse Mode Patterns in Neodymium Glass and Ruby. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1445 bis 1451, Col. Univ. Press, New York 1964.

586 —: Electromagnetic Modes of an Optical Maser. Bull. Am. Phys. Soc. II **6**, (June 1961) 365.

587 —: Emission Patterns of a Ruby Laser. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1684.

588 —, B. KESSLER: High-Speed Sequence Photography of a Ruby Laser. Appl. Opt. **1**, 3 (1962) 339—342.

589 —, —: Source Distribution in Ruby Lasers as a Function of Time. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 594.

590 DEB, S., P. K. CHAUDHURI: Amplitude Modulation of Infrared and Sub-mm Wave Radiation by Reverse-Biased Junction Diodes. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 81—82.

591 DEBYE, P. P., M. CIFTAN, S. KOOZEKANANI, A. KRUTCHKOFF, M. MODELL: Light Amplification Study of Laser Devices. General Research No. 6, 1. 7.—30. 9. 1961, Raytheon.

592 DEEM, H. W., W. D. WOOD: Flash Thermal-Diffusity Measurements Using a Laser. Rev. Sci. Instr. **33**, 10 (1962) 1107—1109.

593 DE ANGELIS, X., W. NIBLACK: Electro-Optic Interference Filter Light Modulator. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1258.

594 DE FIGUEIREDO, R. P.: On Fast Electron Pumping of Ruby. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1353—1371, Col. Univ. Press, New York 1964.

595 DEGENFORD, J. E., M. D. SIKKIS: A Vacuum Forming Technique for the Fabrication of Spherical or Prolate Speroidal Reflectors. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 553.

596 DE GRASSE, R. W., E. E. SCHULTZ-DU BOIS, H. E. D. SCOVIL: The Three-Level Solid-State Travelling-Wave Maser. Bell Syst. Techn. J. **38**, 2 (1959) 305.

597 DE LANG, H., G. BOUWHUIS: Experimental Analysis of Zeeman Polarisation Effects in the Output of a He-Ne Laser. Phys. Lett. **7**, 1 (Oct. 1963) 29—30.

598 D'HAENENS, I. J., C. K. ASAWA: Stimulated Optical Emission in Ruby from 4,2° K to 300° K; Zero-Field Splitting and Mode Structure. Bull. Am. Phys. Soc. II **6** (Dec. 1961) 511.

599 —, D. A. BUDDENHAGEN: Lasers and Their Applications. J. Soc. Motion Picture Television Engrs. **71** (1962) S. 828—832.

600 De Lang, H., G. Bouwhuis: A Gas Laser With a Non-Degenerate Configuration of Three Plane Mirrors. Phys. Lett. **5**, 1 (June 1963) 48–50.

601 —, —: Polarisation Effects in a He-Ne Laser in the Presence of a Weak Longitudinal Magnetic Field. Phys. Lett. **9**, 3 (15. April 1964) 237–238.

602 —: Eigenstates of Polarization in Lasers. Philips Res. Rep. **19**, 5 (1964) 429–440.

603 De Lange, O. E.: Long-Distance Light Propagation. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1361.

604 —: Losses Suffered by Coherent Light Redirected and Refocused Many Times in an Enclosed Medium. Bell Syst. Techn. J. **44**, 2 (1965) 283–302.

605 DeMaria, A. J.: Optically-Induced Ultrasonic Waves in Transparent Dielectrics. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 96–97.

606 —: Ultrasonic Control of Laser Action. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 253–269. Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

607 —, R. Gagosz: Hole-Burning Model of Oscillation of Ruby Laser. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 807–810.

608 —: Note on Hole Burning Model of Oscillation for Ruby Lasers. Appl. Opt. **2**, 10 (1963) 1085.

609 —, Ultrasonic Feedback Modulation of an Optical Maser Oscillator. Proc. IRE **50**, 6 (June 1962) 1522.

610 —, —, G. Barnard: Ultrasonic Refraction Shutter for Optical Maser Oscillator. J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 453–456.

611 —: Ultrasonic-Diffraction Shutters for Optical Maser Oscillators. J. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 2984–2988.

612 De Ment, J.: New Developments in Laser Weapons. Electr. Industr. **22**, 11 (Nov. 1963) 78–82.

613 DeShazer, L. G., A. Y. Cabezas: Large Energy Transfer from Uranyl to Europium Ions in Glass. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1355.

614 Dennis, J. H., P. R. Longaker, R. H. Kingston: Optically-Pumped Parametric Oscillators at Microwave and Infrared Frequencies. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1627–1633. Col. Univ. Press, New York 1964.

615 Der Agobian, R., J. L. Otto, R. Cagnard, R. Echard: New Ne Laser Transitions in Near Infrared. J. Appl. Phys. **35**, 9 (1964) 2787.

616 Derr, V. E., J. J. Gallagher: X-Ray Excited Fluorescence in Crystalline Solids. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 817–824, Col. Univ. Press, New York 1964.

617 —, E. Klein, S. Fine: Presence of Free Radicals in Laser-Irradiated Biological Specimens by Electron-Spin Resonance. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 786–787.

618 Detrio, J. A., E. J. Evans: Indication of an Energy Extremum in Ruby Lasers from Spiking Data. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 659.

619 Deuber, G., L. Tolopko: Laser Explosion-Review of six Months. Electronic News, May 13, 1963.

620 Deutschbein, M. O., M. F. Auzel: Niveaux Quantiques et Temps de Relaxation des Ions de Neodyme. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 851–860, Col. Univ. Press, New York 1964.

621 Devlin, G. E., J. McKenna, A. D. May, and A. L. Schawlow: Composite Rod Optical Masers. Appl. Opt. **1**, 1 (1962) 11–16.

622 DEVOR, D. P., I. J. D'HAENENS, C. K. ASAWA: Laser-Pumped Maser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 931—936, Col. Univ. Press, New York 1964.

623 —, —, —: Microwave Generation in Ruby Due to Population Inversion Produced by Optical Absorption. Phys. Rev. Lett. 8, 11 (June 1962) 432—435.

624 —: Extension of the Laser-Pumped Ruby Maser to Millimeter Wavelength. IEEE Trans. MTT-11, 4 (July 1963) 251—254.

625 DEXTER, D. L.: Cooperative Optical Absorption in Solids. Phys. Rev. **126**, 6 (1962) 1962—1967.

626 DICKE, R. H.: The Coherence Brightened Laser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 35—54, Col. Univ. Press, New York 1964.

627 —: Coherence in Spontaneous Radiation Processes. Phys. Rev. **93** (Jan. 1954) 99—110.

628 —: Coherence in Spontaneous Radiation Processes. Phys. Rev. **93**, 1 (Jan. 1954) 99—110.

629 —: Molecular Amplification and Generation Systems and Methods. United States Patent Office, Patent 2.851.652 Sept. 9, 1958.

630 DIEKE, G. H.: Spectroscopic Observations on Maser Materials. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 164—187, Columbia University Press, New York 1961.

631 —, L. A. HALL: Fluorescent Lifetimes of Rare Earth Salts and Ruby. J. Chem. Phys. **27** 2 (1957) 465—467.

632 —, B. PANDEY: Spectroscopy of Trivalent Rare Earth Ions. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 327—345, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

633 DIEMER, G.: Is the Injection Laser a Four-Level or Three-Level Laser? Acta Phys. Pol. **26**, fasc. 3—4 (1964) 627—631.

634 —, B. BOLGER: Proposal for Reduction of Diffraction Losses in P—N Lasers. Physica **29**, 6 (1963) 600—601.

635 DILS, R. R., G. W. MARTIN, R. A. HUGGINS: Chromium Distribution in Synthetic Ruby Crystals. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (1. Dec. 1962) 75—76.

636 DODD, D. M., D. L. WOOD, R. L. BARNS: Spectrophotometric Determination of Chromium Concentration in Ruby. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1183—1186.

637 DIDOMENICO, M. JR.: Direct Demodulation and Frequency Conversion of Microwave-Modulated Light in a CdSe Bulk Photoconductor. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1353—1354.

638 —: Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers. J. App. Phys. **35**, 10 (1964) 2870—2876.

639 —, R. H. PANTELL, O. SVELTO, J. N. WEAVER: Optical Frequency Mixing in Bulk Semiconductors. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (Dec. 1962) 77—79.

640 —, L K. ANDERSON: Broadband Electro-Optic Traveling-Wave Light Modulators. Bell Syst. Techn. J. **42**, 6 (Nov. 1963) 2621—2678.

641 —, O. SVELTO: Solid-State Photodetection; A Comparison between Photodiodes and Photoconductors. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 136—144.

642 DIMROTH, K.: Über den Einfluß des Lösungsmittels auf die Farbe organischer Verbindungen. Chimia **15** (1961) 80—86 und Marburger Sitzungsberichte **76**, 3 (1953) 3—49.

643 Dimroth, K., C. Reichardt, T. Siepmann, F. Bohlmann: Über Pyridinium-N-Phenol-Betaine und ihre Verwendung zur Charakterisierung der Polarität von Lösungsmitteln. Liebigs Ann. Chem. **661** (1963) 1—37.

644 —, —, A. Schweig: Über die Thermochemie vom Pyridinium-N-Phenol-Betainen. Liebigs Ann. Chem. **699** (1963) 95—105.

645 Dormont, H.: A Theory of Pumping by Incoherent Waves. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 139—149, Col. Univ. Press, New York 1964.

646 Dougal, A. A., J. P. Craig, R. F. Gribble: Time-Space Resolved Experimental Diagnostics of Theta-Pinch Plasma. Phys. Rev. Lett. **13**, 5 (3. Aug. 1964) 156—158.

647 —, —, —: Experimental Optical-Maser Diagnostic of Dense Plasmas. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 2 (1964) 151.

648 Dousmanis, G. C., C. W. Mueller, H. Nelson: Effect of Doping on Frequency of Stimulated and Incoherent Emission in GaAs Diodes. Appl. Phys. Lett. **3**, 8 (15. Oct. 1963) 133—135.

649 —, H. Nelson, D. L. Staebler: Temperature Dependence of Threshold Current in GaAs Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 9 (1. Nov. 1964) 174—176.

650 Dousmanis, G. C., et al.: Temperature Dependence of Threshold in GaAs Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 659.

651 Doyle, W. M.: Use of the Time Resolution in Identifying Laser Transitions in a Mercury Rare Gas Discharge. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1348—1349.

652 —, M. B. White: Frequency Splitting and Mode Competition in a Dual-Polarisation He-Ne Gas Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (15. Nov. 1964) 193—195.

653 —, —: Dual Polarization FM Laser Communications. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1353.

654 Ducuing, J., J. A. Armstrong: Influence de la Largeur Spectrale sur l'Interaction d'Ondes Planes au Sein d'un Diélectrique Non-Linéaire. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1643 bis 1650, Col. Univ. Press, New York 1964.

655 —, —, N. Bloembergen: Propagation of Three Optical Plane Waves in a Nonlinear Dielectric Medium. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (March 1962) 196.

656 —, N. Bloembergen: Observation of Reflected Light Harmonics at the Boundary of Piezoelectric Crystals. Phys. Rev. Lett. **10**, 11 (June 1963) 474—476.

657 Dudenkov, A. W.: Ein abgeschlossener Molekulargenerator. PTE **3** (1961) (russ.) 180.

658 Dueker, G. W., C. M. Kellington, M. Katzmann, J. G. Atwood: Optical Properties and Laser Thresholds of Thirty-nine Ruby Laser Crystals. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 109—118.

659 Dulberger, L., S. Vogel: Lasers: Devices and Systems. Part II. Electronics **34**, 44 (1961) 40—44.

660 —, —: Lasers: Devices and Systems. Part IV. Electronics **33**, 47 (24. Nov. 1961) 54—57. Teil I und Teil III siehe Vogel.

661 Dulberger, L. H.: Will the Laser Succeed Sonar for Undersea Electronics. Electronics **34**, 23 (1961) 24—26.

662 Dumke, W. P.: Electromagnetic Mode Population in Light-Emitting Junctions. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 66—67.

663 Dumke, W. P.: Spontaneous Radiative Recombination in Semiconductors. Phys. Rev. **105**, 1 (Jan. 1957) 139—144.

664 —: Interband Transitions and Maser Action. Phys. Rev. **127**, 5 (1962) 1559—1563.

665 —: Properties and Mechanisms of GaAs Injection Lasers. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 461—469. Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

666 Dumont, M., G. Durand: Polarisation de la Lumière d'un Laser He-Ne Soumis a un Champ Magnétique. Phys. Lett. **8**, 2 (15. Jan. 1964) 100—102.

667 Dumousear, C.: Coherent Light, Its Applications. Rev. Soc. Roy. Belge. Ingen. Industr. **3** (March 1962) 154—162.

668 Duncan, R. C., Jr., Z. K. Kiss: Continuously Operating $CaF_2:Tm^{2+}$ Optical Maser. Appl. Phys. Lett. **3**, 2 (July 1963) 23—24.

669 —: Continuous Room-Temperature $Nd^{3+}:CaMoO_4$ Laser. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) S. 874—875.

670 —, Z. J. Kiss, J. P. Wittke: Direct Observation of Longitudinal Modes in the Output of Optical Masers. J. Appl. Phys. **33**, 8 (1962) 2568—2569.

671 Dunlap, G. W., D. L. Williams: High Power Laser for Welding Applications. Proc. Nat. Electron. Conf. **18** (1962) 601—606.

672 Dunsmuir, R.: Theory of Relaxation Oscillations in Optical Masers. J. Electronics & Control **X**, 6 (1961) 453—458.

673 Eaglesfield, C. C., M. M. Ramsay: Modulation of an Optical Source by Microwave Using an Optical Resonator. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1667—1670, Col. Univ. Press, New York 1964.

674 —, —: A Microwave Light Modulator. Electr. Computer **4**, 7 (July 1963) 722—725.

675 Eberly, J. H., W. M. Frank: Laser Scattering from a Bound System. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 560.

676 —: Radiative Corrections in High-Intensity Thomson Scattering. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 728—729.

677 Eckhardt, G., D. P. Bortfeld, M. Geller: Stimulated Emission of Stokes and Anti-Stokes Raman Lines from Diamond, Calcite, and a Sulfur Single Crystals. Appl. Phys. Lett. **3**, 8 (15. Oct. 1963) 137—138.

678 —: A. L. Gentile: Defect Study of Laser Rubies. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.

679 —, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, D. Weiner, E. J. Woodbury: Stimulated Raman Scattering from Organic Liquids. Phys. Rev. Lett. **9**, 11 (1. Dec. 1962) 455—457.

680 Eden, R. C., P. D. Coleman: Proposal for Microwave Modulation of Light Employing the Shift of Optical Absorption Edge with Applied Electric Field. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1776—1777.

681 Edgerton, H. E.: Xenon Flash Lamp Design. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 276—288. Columbia University Press, New York 1961.

682 Edwards, B. N., R. R. Steen: Effects of Atmospheric Turbulence on the Transmission of Visible and Near Infrared Radiation. Appl. Opt. **4**, 3 (1965) 311—316.

683 Edwards, D. F.: $CaWO_4:Nd^{3+}$ Optical Maser: Wavelength and Polari-

zation Dependence of Resonator Geometry. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 7 (1963) 530.

684 EHLER, A. W.: Properties of a Laser-Produced Plasma. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 536.

685 EICHLER, H., G. HERZIGER: Umformung von Wellenformen in passiven Laser-Resonatoren. Phys. Lett. **12**, 3 (1. Oct. 1964) 193.

686 EINSTEIN, A.: Zur Quantentheorie der Strahlung. Phys. Z. **18**, 6 (März 1917) 121—128.

687 EISNER, L.: Photoparametric Diodes, combining Photodetection and Parametric Amplification, Can Increase IR Receiver Sensitivity by a Factor of 100 or More. Electr. Design **12**, 1 (Jan. 1964) 44—45.

688 ELLIS, A. T.: Application of a Ruby Laser to High-Speed Photography. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 942—943.

689 ELLIOTT, R. J.: The Possible Observation of Electronic Raman Transitions in Crystals. Phys. Lett. **3**, 4 (1. Jan. 1963) 189—191.

690 EMMET, J. L., A. L. SCHAWLOW, E. H. WEINBERG: Direct Measurement of Xenon Flashtube Opacity. J. Appl. Phys. **35**, 9 (1964) 2601—2604.

691 —, R. W. HELLWARTH: Double Pulse Excitation of a Ruby Laser. Bull. Am. Phys. Soc. II **7**, (Dec. 1962) 615.

692 —, A. L. SCHAWLOW: Enhanced Ultraviolet Output from Double Pulsed Flash Lamps. Appl. Phys. Lett. **2**, 10 (1963) 204—206.

693 ENDERRY, C. E.: Wideband Optical Modulator. Proc. IEEE **52**, 8 (1964) 981—982.

694 ENGELER, W. E., M. GARFINKEL: Characteristics of a Continuous High-Power GaAs Junction Laser. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1734—1741.

695 —, —: Temperature Effects in Coherent GaAs Diodes. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2746—2750.

696 ENGELHARDT, A. G.: Generation of Dense High-Temperature Deuterium-Tritium Plasmas by Means of Coherent Optical Radiation. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 305.

697 ENLOE, L. H., J. L. RODDA: Laser Phase-Locked Loop. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 165—166.

698 ETZEL, H. W., H. W. GANDY, R. J. GINTHER: Stimulated Emission of Infrared Radiation from Ytterbium Activated Silicate Glass. Appl. Opt. **1**, 4 (1962) 534—536.

699 EVTUHOV, V., J. K. NEELAND: Characteristics of Ruby Laser Modes in a Nominally Plane Parallel Resonator. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1405—1414, Col. Univ. Press, New York 1964.

700 —, —: Measurements and Interpretation of Laser Beam Divergence. Appl. Opt. **2**, 3 (1963) 319—320.

701 —, —: Observations Relating to the Transverse and Longitudinal Modes of a Ruby Laser. Appl. Opt. **1**, 4 (1962) 517—520.

702 —, —: Continuous Operation of a Ruby Laser at Room Temperature. Appl. Phys. Lett. **6**, 4 (1965) 75—76.

703 —: The Effect of Spatial Modulation of Pump Light on the Longitudinal-Mode Spectra of Ruby Lasers. Appl. Phys. Lett. **6**, 7 (1965) 141—142.

704 —, J. K. NEELAND, W. B. BRIDGES: Modes of a Ruby Laser. Nerem Record 1962 122—123.

705 Evtuhov, V., A. E. Siegman: A "Twisted-Mode" Technique for Obtaining Axially Uniform Energy Density in a Laser Cavity. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 142—143.

706 Fabelinskii, I. L.: New Method for the Determination of Anisotropy Relaxation Time and Modulation of Light in a Kerr Cell. Sov. Phys. JETP **18**, 2 (Febr. 1964) 564—565. Russ.: **45**, 3 (Sept. 1963) 822—824.

707 Fabrikant, V. A.: Patent Nr. 123209 v. 18. 6. 51. Veröff. Byulleten Izobeteniy, S. 29, ein genaues Zitat des Patentanspruches findet man bei: S. Kassel, "Soviet Laser Research", Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 216—218.

708 —: Negative Absorption Coefficient Produced by Discharges in a Gas Mixture. Sov. Phys. JETP **14**, 2 (1961) 375—377. Russ.: **41**, 2 (1961) 524—527.

709 —, M. M. Vadynski, F. A. Butayeva: Laser Patent. Rep. AD 287288 (Oct. 1962) 20 S.

710 Fain, V. M., Ya. I. Khanin: Self-Excitation Conditions of a Laser. Sov. Phys. JETP **14**, 5 (1962) 1069—1071. Russ. **41**, 5 (1961) 1498—1502.

711 —, E. G. Yashchin: On the Theory of Stimulated Combination (Raman) Radiation. Sov. Phys. JETP **19**, 2 (Aug. 1964) 474—483. Russ.: **46**, 2 (Febr. 1964) 695—709.

712 Fairbanks, R., R. L. Martin: Some Aspects of Laser Beam Welding. Proc. Nat. Electr. Conf. **18**, 2 (1962) 786.

713 Fan, G. J.: A Note on the Resonant Modes and Spatial Coherency of a Fabry-Perot Maser Interferometer. IBM J. **8**, 3 (July 1964) 335—337.

714 —, C. B. Smoyer, J. Nunez: A New Optical Laser Pump. Appl. Opt. **3**, 11 (1964) 1277—1279.

715 Fang, F. F., H. N. Yu: Experiments on Optical Coupling GaAs p—n Junction and Heterojunction. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 860.

716 Faust, W. L., R. A. McFarlane: Line Strengths for Noble-Gas Maser Transitions; Calculations of Gain Inversion at Various Wavelengths. J. Appl. Phys. **35**, 7 (1964) 2010—2015.

717 —, —, C. K. N. Patel, C. G. B. Garrett: Noble Gas Optical Maser Lines at Wavelength between 2 and 35 μ. Phys. Rev. **133**, 6 A (March 16. 1964) A 1476—A 1486.

718 —, —, —, C. G. B. Garrett: Gas Optical Maser Operating at Wavelength between 2 and 9 Microns. Bull. Am. Phys. Soc. II. **7** (Nov. 1962) 553.

719 —, —, —, C. G. B. Garrett: Gas Maser Spectroscopy in the Infrared. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (1. Dec. 1962) 85—88.

720 Fedorov, B. F.: Wie kann man einen einfachen optischen Quantengenerator für Demonstrationszwecke bauen? Lichttechnik 8 (1963) (russ.) 27—29.

721 Feher, G., J. P. Gordon, E. Buehler, E. A. Gere, C. D. Thurmond: Spontaneous Emission of Radiation from an Electron Spin System. Phys. Rev. **109**, 2 (1958) 221—222.

722 Feinleib, J., S. Groves, W. Paul, R. Zallen: Effect of Pressure on the Spontaneous and Stimulated Emission from GaAs. Phys. Rev. **131**, 5 (1963) 2070—2078.

723 Feldmann, D.: Lichttechnische Probleme mit hochenergetischen „Lasern". Lichttechnik **16**, 9 (1964) 445—448.

724 Feneuille, S.: Contribution à l'étude théorique du spectre d'absorption optique J. Phys. **25**, 4 (1964) 397—401.

725 FENNER, G. E.: Effect of Hydrostatic Pressure on the Emission from GaAs Lasers. J. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 2955–2957.

726 —: Internal Frequency Modulation of GaAs Junction Lasers by Changing the Index of Refraction through Electron Injection. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (15. Nov. 1964) 198–199.

727 —: Pressure Dependence of the Emission from $Ga(As_{1-x}p_x)$ Electroluminescent Diodes. Phys. Rev. **137**, 3 A (1. Febr. 1965) 1000–1006.

728 —, J. D. KINGSLEY: Spatial Distribution of Radiation from GaAs Lasers. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3204–3208.

729 FEOFILOV, P. P.: Monocristaux du type fluorite activés comme milieux pour produire une emission stimulée. Quantum Electronics, II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1079–1088, Col. Univ. Press, New York 1964.

730 FERGUSON, H. I. S., J. E. MENTALL, R. W. NICHOLLS: Laser Excitation of Powdered Solids. Nature **204**, 4965 (1964) 1295.

731 FINDLAY, D. A.: The Broad Spectrum. Electronic Design **11**, 22 Oktober (1963) 32–35.

732 FINE, S., E. KLEIN, R. E. SCOTT: Laser Irradiation of Biological Systems. IEEE Spectrum **1**, 4 (1964) 81–95.

733 FINK, E. L., G. N. ELLISON: UV Exciton Laser. Proc. IEEE, **51**, 6 (1963) 951.

734 FIOCCO, G., L. D. SMULLIN: Detection of Scattering Layers in the Upper Atmosphere (60–140 km) by Optical Radar. Nature **199**, 4900 (1963) 1275–1276.

735 FISHLOCK, D.: Semiconductor Lasers; A Brillant New Source of Light. New Scientist **17** (Jan. 1963) 65–67.

736 FITZPATRICK, R., S. SOBOTTKA: Research and Investigation of Materials for Laser Applications. Rep. AD 286216 (Sept. 1962) 10 S.

737 —, —: Research and Investigation of Materials for Laser Applications. Rep. AD 294771 (Dec. 1962) 15 S.

738 FISHER, E. W., Z. H. HELLER: Polarization of Phonon-Assisted Fluorescence in Ruby. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 870.

739 FLECK, J. A. Jr.: Linewidth and Conditions for Steady Oscillations in Single and Multiple Element Lasers. J. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 2997–3003.

740 —, R. E. KIDDER: Coupled-Mode Laser Oscillation. J. Appl. Phys. **35**, 10 (1964) 2825–2831.

741 —, —: Inhomogeneous Pumping and Laser Mode Coupling. Bull. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 77.

742 FLINT, G. W.: Analysis and Optimization of Laser Ranging Techniques. IEEE Trans. MIL **8**, 1 (1964) 22–28.

743 FLOURNOY, P. A., et al.: Laser Characteristics of the $NdNb0_4/CaMo0_4$ System. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 559–560.

744 FLOWERS, W., J. JENNEY: Effects of γ-Irradation on the Performance of a Ruby Laser. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 858–859.

745 FOLLIS, L. E., T. J. CARROL: Phase Modulation of Laser Light by Moving Dielectrics. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 501.

746 FONDA-BONARDI, G.: Plasma-Impingement Mechanism for High-Power Laser Pumping. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 96, Ohio State Univ. 1963.

747 FONTANA, J. R.: Modes in Coupled Optical Resonators with Active Media Trans. IEEE MTT — **12**, 4 (July 1964) 400—405.

748 —, R. H. PANTELL: Theoretical Considerations on Millimeter Wave Generation by Optical Frequency Mixing. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1796—1800.

749 FORK, R. L., L. C. BRADLEY: Dispersion in the Vicinity of an Optical Resonance. Appl. Opt. **3**, 1 (1964) 137—142.

750 —: Mode Competition in Laser Oscillators. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.

751 —, E. I. GORDON, D. R. HERRIOTT, H. W. KOGELNIK, J. W. LOOFBOURROW: Scanning Fabry-Perot Observation of Optical Maser Output. Bull. Am. Phys. Soc. II **8** (April 1963) 380.

752 —, D. R. HERRIOTT, H. KOGELNIK: A Scanning Spherical Mirror Interferometer for Spectral Analysis of Laser Radiation. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1471—1484.

753 —, L. E. HARGROVE, M. A. POLLACK: Population Pulsations and Lifetimes in He-Ne Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 1 (1964) 5—7.

754 —, C. K. N. PATEL: Broadband Magnetic Field Tuning of Optical Masers. Appl. Phys. Lett. **2**, 9 (1. May 1963) 180—181.

755 —, —: "Negative" Tensor Susceptibility and Application to Light Modulation. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (Dec. 1962) 615.

756 —, —: Negative Tensor Susceptibility in Media Exhibiting Population Inversion. Phys. Rev. **129**, 6 (1963) 2577—2579.

757 —, —: Magnetic Field Tuning of Gaseous Laser Oscillators. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 208—209.

758 FORRESTER, A. T.: Photodetection and Photomixing of Laser Outputs. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 233—239, Columbia University Press, New York 1961.

759 —: Photoelectric Mixing as a Spectroscopic Tool. J. Opt. Soc. Am. **51**, 3 (March 1961) 253—259.

760 FORSTER, L. S., K. K. CHATTERJEE: Nonradiative Transitions in Chromium Complexes. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 2 (1964) 145.

761 FOSTER, L. C., M. D. EWY, C. B. CRUMLY: Laser Mode Locking by an External Doppler Cell. Appl. Phys. Lett. **6**, 1 (1. Jan. 1965) 6—8.

762 FOWLER, A. B.: Cooperative Effect in GaAs Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 7 (1964) 2275—2276.

763 —: Quenching of Gallium-Arsenide Injection Lasers. Appl. Phys. Lett. **3**, 1 (1. July 1963) 1—3.

764 FOWLER, V. J., C. F. BUHRER, L. R. BLOOM: Electro-Optic Light Beam Deflector. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 193—194.

765 —, E. J. WALKER: Modification of the Near-Field Pattern of a GaAs Laser by a Magnetic Field. J. Appl. Phys. **35**, **3** Pt. 1 (1964) 727.

766 FOWLES, G. R., R. C. JENSEN: Visible Laser Transitions in Ionized Iodine. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1191—1192.

767 —, —: Visible Laser Transitions in the Spectrum of Singly Ionized Iodine. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 851—852.

768 FOX, A. G., T. LI: Modes in a Maser Interferometer with Curved Mirrors. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1263 bis 1270, Col. Univ. Press, New York 1964.

769 Fox, A. G., T. Li: Resonant Modes in a Maser Interferometer. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 308—318, Columbia Univ. Press, New York 1961. Bell. Syst. Techn. J. **40**, 2 (1961) 453—488.

770 —, —: Modes in a Maser Interferometer with Curved and Tilted Mirrors. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 80—89.

771 Fox, A. J., N. W. W. Smith: Proposal for Obtaining Laser Beat Frequency Radiation in the Far Infrared by the Smith-Purcell Effect. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 429—430.

772 Fox, A. G., T. Li, S. P. Morgan: On Diffraction Losses in Laser Interferometers. Author's Reply by C. L. Tang. Appl. Opt. **2**, 5 (1963) 544—545.

773 Fradkin, E. I., M. P. Chaika: Continuous Radiation of a Three-Level Quantum Generator with Optical Pumping. Opt. i Spektroskopiya **12** (1962) 796—798. Opt. Spectr. **12** (1962) 451—452.

774 Frank, F., G. Herziger, H. Weber: Der optimale Reflexionsgrad eines Laseroszillators. Z. angew. Phys. **17**, 2 (1964) 69—70.

775 —, H. Weber: Ermittlung des optimalen Reflexionsgrades beim Rubinlaser. Phys. Lett. **11**, 1 (1. July 1964) 34—36.

776 Franken, P. A.: Survey of Non-Linear Optical Effects. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1493—1500, Col. Univ. Press, New York 1964.

777 —: High Energy Experiments with Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 601.

778 —, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich: Generation of Optical Harmonics. Phys. Rev. Lett. **7**, 4 (Aug. 1961) 118—119.

779 —, J. F. Ward: Optical Harmonics and Nonlinear Phenomena. Rev. Scient. Instr. **35**, 1 (Jan. 1963) 23—39.

780 Frankl, D. R.: Power and Efficiency Considerations in Continuous Laser Operation. J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 459—462.

781 Franklin, A. R., R. Newman: Shaped Electroluminiscent GaAs Diodes. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1153—1155.

782 Frantz, L. M.: Dynamics of the Giant Pulse Laser. Appl. Opt. **3**, 3 (1964) 417—420.

783 —, J. S. Nodvik: Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. J. Appl. Phys. **34**, 8 (1963) 2346—2349.

784 Free, J., A. Korpel: Laser Emission from a Moving Ruby Rod. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 90.

785 Freed, C., H. A. Haus: Measurement of Amplitude Noise in Optical Cavity Masers. Appl. Phys. Lett. **6**, 5 (1965) 85—87.

786 Freitag, H.: Physikalische Grundlagen des Lasers. Elektr. Rundschau **19**, 1 (1965) 11—15.

787 Fried, D. L., W. S. Read, D. B. Pollock: An Interferometric Optical Modulator. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 697—702.

788 —, P. Eltgroth: Efficiency of a Multiple-Ellipse Confocal Laser Pumping Configuration. Proc. IRE **50**, 12 (1962) 2489.

789 Friedburg, H.: General Amplifier Noise Limit. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 228—233, Columbia University Press, New York 1960.

790 Frish, S. E., O. P. Bochkova: Sodium Level Population Inversion in

Emission from a Mixture of Sodium and Mercury Vapors. Sov. Phys. JETP **16**, 1 (Jan. 1963) 237—239. Russ.: **43**, 1 (July 1962) **331—333.**

791 FRITZ, O. G., Jr., K. TOKUNAGA: Output Power Oscillations in a Ruby Laser. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (June 1962) 397.

792 FROST, E.: Notes on the Uses of Prebunched Beams from Laser Illuminated Photocathodes. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 957—958.

793 FROVA, A., P. HANDLER: Shift of Optical Absorption Edge by an Electric Field: Modulation of Light in the Space-Charge Region of a Ge p—n Junction. Appl. Phys. Lett. **5**, 1 (1. July 1964) 11—13.

794 FRÜNGEL, F.: Das Laser-Prinzip, Grundlagen und thermische Anwendung. Vortrag auf der Tagung des Dt. Verb. f. Schweißtechn., Hamburg, Juni 1963.

795 —, H. G. PATZKE: Laser für die Werkstoffbearbeitung. VDI-Z. **64**, 18 (Juni 1964) 787—791.

796 —: Laser-Blitze in der High-Speed Photography. Vortrag gehalten auf: 6th Intern. Congress on High-Speed Photography, The Hague-Scheveningen, 17.—22. Sept. 1962.

797 FULS, E. N.: Optical Frequency Mixing in Photoconductive InSb. Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (1. Jan. 1964) 7—8.

798 FULTON, T. A., D. B. FITCHEN: Pressure Effects in $Ga(As_{1-x}P_x)$ Electroluminescent Diodes. Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (Jan. 1964) 9—11.

799 FÜNFER, E., B. KRONAST, H. J. KUNZE: Experimental Results on Light Scattering by a α-Pinch Plasma Using a Ruby Laser. Phys. Lett. **5**, 2 (June 1963) 125—127.

800 FRIESEN, A. A.: Holograms on Thick Emulsions. Appl Phys. Lett. **7**, 4 (15. Aug. 1965) 102—103.

801 GABRYSH, A. F., H. EYRING, V. LEFEBRE, M. D. EVANS: Thermoluminescence and the Influence of γ-Ray Induced Defects in Single-Crystal α-Al_2O_3. J. Appl. Phys. **33**, 12 (1962) 3389—3391.

802 GADDY, O. L., D. F. HOLSHOUSER: Photomultiplication with Microwave Response. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1717—1722, Col. Univ. Press, New York 1964.

803 —, —: Photomultiplier Detection of Microwave Modulated Light. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1525.

804 —, —: A Microwave Frequency Dynamic Field Photomultiplier. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 153—162.

805 —, —, R. E. STANFIELD: Microwave and Electro-Optical Properties of Carbon Disulfide. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1679—1686, Col. Univ. Press, New York 1964.

806 GAINON, D. J. A., H. JAFFE, T. R. SLIKER: Optical Observation of Elastic Resonances in $NH_4H_2PO_4$. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1166—1168.

807 GALANIN, M. D., A. M. LEONTOVICH, Z. A. CHIZIKOVU: Coherence and Beam Directivity of an Optical Ruby Oscillator. Rep. AD 286 350 (Oct. 1962) 23 S.

808 GALEENER, F. L., G. B. WRIGHT, W. E. KRAG, T. M. QUIST, H. J. ZEIGER: Evidence for the Role of Donor States in GaAs Electroluminescence. Phys. Rev. Lett. **10**, 11 (1963) 472—474.

809 GALGINAITIS, S. V.: Efficiency Measurements on GaAs Electroluminescent Diodes. J. Appl. Phys. **35**, 2 (1964) 295—298.

810 Galkin, L. N., P. P. Feofilov: The Luminescence of Trivalent Uranium. Soviet Phys. Doklady **2**, 1 (1957) 255–257.
811 Gallagher, C. C., P. C. Tandy, B. S. Goldstein, J. D. Welch: Output Power from GaAs Lasers at Room Temperature. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 717–719.
812 Gamba, A.: Cooperative Phenomenon in Quantum Theory of Radiation. Phys. Rev. **110**, 3 (May 1958) 601–603.
813 Gamo, H.: On the Intensity Interferometer with Coherence Background. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 252–267, Columbia University Press, New York 1961.
814 —: On the Higher Order Correlation Experiments for Optical Maser Beams. ICMCI, Part I (Sept. 1964) 165–166.
815 —: Triple Correlator of Photoelectric Fluctuations as a Spectroscopic Tool. J. Appl. Phys. **34**, 4 Pt. 1 (1963) 875–876.
816 Gandhi, O. P.: Generation and Radiation of Ultra Microwaves by Optical Mixing. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1829–1830.
817 —: Radiative Frequency Mixing in Propagating Non-Linear Media. Brit. J. Appl. Phys. **14**, 6 (1963) 386–390.
818 Gandy, H. W., R. J. Ginther: Stimulated Emission of Ultraviolet Radiation from Gadolinium-Activated Glass. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1045–1054, Col. Univ. Press, New York 1964.
819 —, —: Stimulated Emission from Holmium-Activated Glass. Proc. IRE **50**, 10 (1962) 2113–2114.
820 —, —: Simultaneous Laser Action of Neodymium and Ytterbium Ions in Silicate Glass. Proc. IRE **50**, 10 (1962) 2114–2115.
821 —, —, J. Weller: Energy Transfer in Silicate Glass Coactivated with Cerium and Ytterbium. Appl. Phys. Lett. **5**, 11 (1. Dec. 1964) 220–222.
822 —, —, —: Energy Transfer in Triply Activated Glasses. Appl. Phys. Lett. **6**, 3 (1. Febr. 1965) 46–49.
823 —, —: Stimulated Emission of Ultraviolet Radiation from Gadolinium-Activated Glass. Appl. Phys. Lett. **1**, 1 (Sept. 1962) 25–27.
824 —, A. C. Kolb, W. H. Lupton, J. F. Weller: Persistent Enhanced UV Radiation from Double-Pulsed Flash Lamps. Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (Jan. 1964) 11–13.
825 —: Redistribution of Stimulated Emission Energy in Ytterbium Activated Glass Etalons. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2375–2376.
826 Garbrecht, K., W. Heinlein: Noise Performance of Photo Diodes in Parametric Amplifiers. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 192–193.
827 Gardner, A. L.: A Modification of the Scanning Wedge-Shaped Fabry-Perot Interferometer. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 548.
828 Garfinkel, M., W. E. Engeler: Sum Frequencies and Harmonic Generation in GaAs Lasers. Appl. Phys. Lett. **3**, 10 (15. Nov. 1963) 178–180.
829 —, —, D. J. Locke: New Junction Laser Resonant Structures. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2321–2323.
830 Garmire, E., C. H. Townes: Stimulated Brillouin Scattering in Liquids. Appl. Phys. Lett. **5**, 4 (15. Aug. 1964) 84–86.
831 —, F. Pandereess, C. H. Townes: Coherently Driven Molecular Vibrations and Light Modulation. Phys. Rev. Lett. **11**, 4 (1963) 160–163.

832 Cagnard, R., R. der Agobian, R. Echard, J.-L. Otto: L'émission stimulée de quelques transitions infrarouges de l'hélium et du néon. C. R. Acad. sci. **257**, 5 (1963) 1044—1047.

833 Garrett, C. G. B.: Review of Solid State Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 971—984, Col. Univ. Press, New York 1964.

834 —, W. L. Bond, W. K. Kaiser: Monochromaticity and Directionality of Coherent Light from Ruby. Bull. Am. Phys. Soc. II, **6** (Febr. 1961) 68.

835 —, W. Kaiser, D. L. Wood: Fluorescence and Optical Maser Effects in $CaF_2:Sm^{++}$. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 77—79, Columbia University Press, New York 1961.

836 —, —: Fluorescence and Optical Maser Effects in Rare-Earth-Doped Calcium Fluoride. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 477.

837 —, —, W. L. Bond: Stimulated Emission into Optical Whispering Modes of Spheres. Phys. Rev. **124**, 6 (1961) 1807—1809.

838 —, F. R. Merritt: PMR Spectra of Nd^{3+} in Compensated $CaWO_4$. Appl. Phys. Lett. **4**, 2 (Jan. 1964) 31—32.

839 Garscadden, A., P. Bletzinger, E. M. Friar: Moving Striations in a He-Ne Laser. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3432—3433.

840 Garwin, R. L.: Analysis of a Nondegenerate Two-Photon Giant-Pulse Laser. IBM J. **8**, 3 (July 1964) 338—340.

841 Gatland, I. R., L. Gold, J. W. Moffat: Laser Beam Detection of Electron-Photon Interaction. Phys. Lett. **12**, 2 (15. Sept. 1964) 105—106.

842 Gehrer, G.: A Possible Cause for Frequency Shifts in Ruby Laser Spikes. Proc. IEEE, in Vorbereitung.

843 —, W. Heinlein, D. Röss: Untersuchung der Moden kurzer, konfokaler Rubin-Laser. Z. f. Naturforschung **20a**, 2 (1965) 256—263.

844 —, D. Röss: Modenselektive Eigenschaften einer planparallelen dielektrischen Platte als Reflektor eines Laserresonators. Z. f. Naturforschung **20a**, 5 (1965) 701—705.

845 Geller, M., D. P. Bortfeld, W. R. Sooy: New Woodbury-Raman Laser Materials. Appl. Phys. Lett. **3**, 3 (1. Aug. 1963) 36—40.

846 —, —, —, E. J. Woodbury: Stimulated Raman Emission in a Normal Ruby Laser. Proc. IEEE **51**, 11 (1963) 1236—1237.

847 George, N.: Improved Population Inversion in Gaseous Lasers. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1152—1153.

848 —, R. W. Waniek, S. W. Lee: Faraday Effect at Optical Frequencies in Strong Magnetic Fields. Appl. Opt. **4**, 2 (1965) 253—254.

849 George, T. V., L. Slama, M. Yokoyama: Intensity Distribution of Ruby Laser Beams. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1198—1201.

850 —, —, —, L. Goldstein: Scattering of Ruby-Laser Beam by Gases. Phys. Rev. Lett. **11**, 9 (1963) 403—406.

851 —, —, —, —: Molecular Scattering of Ruby-Laser Light. Phys. Rev. **137**, 2A (18. Jan. 1965) 369—380.

852 Gerard, V. B.: Laboratory Alkali Metal Vapor Lamps for Optical Pumping Experiments. J. Sci. Instr. **39**, 5 (1962) 217—218.

853 Gerardo, J. B., J. T. Verdeyen: The Laser Interferometer: Application to Plasma Diagnostics. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 690—697.

854 GERARDO, J. B., J. T. VERDEYEN: Plasma Refractive Index by a Laser Phase Measurement. Appl. Phys. Lett. **3**, 7 (1. Oct. 1963) 121–123.

855 GERBER, E. A., E. R. AHLSTROM: Ruby Laser with Piezoelectrically Excited Vibrating Reflector. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2546–2547.

856 GERHARZ, R.: Optical Lattice Filters from the Wave Field of Laser Radiation. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 862–863.

857 —: Attenuation of Laser Light by a Diffraction Grating. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 438.

858 —: Absence of Polarization Effects in Diffraction-Attenuated Laser Light. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 105–106.

859 —: Detection of the Transverse Doppler Effect with Laser Light. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 218.

860 GERIG, J. S., H. MONTAGUE: A Simple Optical Filter for Chirp Radar. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1753.

861 GERMOGENOVA, T. A., S. G. RAUTIAN: Interaction of a Quantum System with a Strong Field. Sov. Phys. JETP **19**, 2 (Aug. 1964) 507–513. Russ.: **46**, 2 (Febr. 1964) 745–754.

862 GERRITSEN, H. J., P. V. GOEDERTIER: A Gaseous (He-Ne) Cascade Laser. Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (1. Jan. 1964) 20–21.

863 —, —: Blue Gas Laser Using Hg^{2+}. J. Appl. Phys. **35**, 10 (1964) 3060–3061.

864 —: Operation of a Memory Based on the Maser Principle. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 934–935.

865 —, S. A. AHMED: Measurement of Absolute Optical Collision Diameters in Methane Using Tuned-Laser Spectroscopy. Phys. Lett. **13**, 1 (1. Nov. 1964) 41–42.

866 GESCHWIND, S., R. J. COLLINS, A. L. SCHAWLOW: Optical Detection of Paramagnetic Resonance in the Excited $\overline{E}$ (^2E) State of Cr^{3+} in Al_2O_3. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 232–233, Columbia University Press, New York 1961.

867 —, —, —: Optical Detecting of Paramagnetic Resonance in an Excited State of Cr^{3+} in Al_2O_3. Phys. Rev. Lett. **3**, 12 (15. Dec. 1959) 545–548.

868 —, P. KISLIUK, M. P. KLEIN, J. P. REMEIKA, D. L. WOOD: Sharp-Line Fluorescence, Electron Paramagnetic Resonance, and Thermoluminescence of Mn^{4+} in Al_2O_3. Phys. Rev. **126**, 5 (June 1962) 1684–1686.

869 GEUKIN, W. N., JA. J. CHANIN: Die Laser. Nachrichten der Hochschulen der UdSSR, Serie Radiotechnik **5**, 3 (1962) 423–478.

870 GEUSIC, J. E., H. M. MARCOS, L. G. VAN UITERT: Laser Oscillations in Nd-Doped Yttrium Aluminium, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets. Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15 May 1964) 182–184.

871 —, S. K. KURTZ, T. J. NELSON, S. H. WEMPLE: Nonlinear Dielectric Properties of $KTaO_3$ Near its Curie Point. Appl. Phys. Lett. **2**, 11 (1963) 185 bis 187.

872 —, H. E. D. SCOVIL: High Gain, High Power Pulsed Ruby Optical Amplifier. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1211–1220, Col. Univ. Press, New York 1964.

873 —, —: Microwave and Optical Masers. B KH.: Reports on Progress in Physics **27** (1964) London 241–327.

874 —, —: A Unidirectional Traveling-Wave Optical Maser. Bell Syst. Techn. J. **41**, 4 (1962)1371–1397.

875 Ghielmetti, F.: Normal Ordered Projection Operations for Photon Probabilities. Phys. Lett. **12**, 3 (1 Oct. 1964) 210—211.

876 Giarola, A. J., T. R. Billeter: Electroacoustic Deflection of a Coherent Light Beam. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1150—1151.

877 Giefing, A., G. Grau: Externe Modulation eines 0,63 μ He-Ne Lasers mit Mikrowellen. FL S&H, UB Nr. 1—152, 4. 3. 1964.

878 Gilbert, K. D., H. C. McCless, P. A. Lindsay, S. F. Paik: Photo-Mixing Experiments at X Band. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1148.

879 Giordmaine, J. A.: The Interaction of Light with Light. Scientific American **210**, 4 (1964) 38—49.

880 —: Recent Experiments in Nonlinear Optics. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1549—1558, Col. Univ. Press, New York 1964.

881 —: Mixing of Light Beams in Crystals. Phys. Rev. Lett. **8**, 1 (Jan. 1962) 19—20.

882 —, J. A. Howe: Intensity-Induced Optical Absorption Cross Section in Cs_2. Phys. Rev. Lett. **11**, 5 (Sept. 1963) 207—209.

883 —, W. Kaiser: Mode Selecting Prism Reflectors for Optical Masers. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3446—3451.

884 Giori, F., L. A. MacKenzie, E. J. McKinney: Laser-Induced Thermionic Emission. Appl. Phys. Lett. **3**, 2 (15 July 1963) 25—27.

885 Gires, F., G. Mayer: Atténuation et Amplification Optiques du Rubis Fortement Excité. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 841—849, Col. Univ. Press, New York 1964.

886 —, —: Propriétés optiques du rubis fortement excité. Ann. Radioélectr. **18**, 72 (1963) 112—122.

887 —, —: Measurement of the Absorption Spectrum of Ruby Excited for the Study of its Operation in an Optical Maser. C. R. Acad. Sci. **254** (1962) 659—661.

888 —, —: Influence de Divers Procédés d'Excitation Optique sur les Populations des Niveaux d'Energie des Ions Cr^{3+} du Rubis. J. Phys. Radium **22** (1961) 832—834.

889 Girton, D.: P—N Diode Saturation Using a Laser. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 938.

890 Giuliano, C. R.: Laser-Induced Damage to Transparent Dielectric Materials. Appl. Phys. Lett. **5**, 7 (1 Oct. 1964) 137—139.

891 Glauber, R. J.: Photon Correlations. Phys. Rev. Lett. **10**, 3 (1 Febr. 1963) 84—86.

892 —: Quantum Theory of Coherence. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 111—120, Col. Univ. Press, New York 1964.

893 —: The Quantum Theory of Optical Coherence. Phys. Rev. **130**, 6 (1963) 2529—2539.

894 Glick, A. L.: A Method for Calibration of Laser Energy Output. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1835.

895 —: Comment on "A Method for Calibrating of Laser Energy Output". Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1360.

896 Gloge, D.: Berechnung von Fabry-Perot-Resonatoren mit Streumatrizen. AEÜ **18**, 3 (1964) 197—203.

897 —, J. Helmcke, P. Runge: Ein stabiler Gaslaser mit eindeutiger Ausgangsfrequenz. Frequenz **18**, 11 (1964) 367—374.

898 GLOGE, D.: Gesichtspunkte zum Bau von He-Ne Lasern für die Nachrichtentechnik. Frequenz **16**, 5 (1962) 196.

899 —: Ein allgemeines Verfahren zur Berechnung optischer Resonatoren und periodischer Linsensysteme. AEÜ **19**, 1 (1965) 13–26.

900 GODZINSKI, Z.: Application of Total Internal Reflection Prisms for Gaseous Lasers. Proc. IEEE **51**, 2 (1963) 361.

901 GOLAY, M. J. E.: Note on Coherence vs Narrow-bandedness in Regenerative Oscillators, Masers, Lasers, etc. Proc. IRE **49**, 5, I (1961) 958–959.

902 —: Comment on Coherence. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 223.

903 GOLD, L.: Solid State X-Ray Masers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1155–1160, Col. Univ. Press, New York 1964.

904 GOLDMAN, J. B.: Optical Communications: a Bibliographic Survey of Possible Space and Terrestial Applications of the Laser and Maser. Report AD 275 591, OTS, Dept. of Commerce, Washington 25, D.C., March 1962.

905 GOLDMAN, L., D. L. BLANEY, D. J. KINDEL, Jr., D. RICHFIELD, E. K. FRANK: Pathology of the Effect of the Laser Beam on the Skin. Nature **197**, 4870 (March 1963) 912–914.

906 GOLDMUNTZ, L.: A Laser Design for Space Communications. IRE Int. Conv. Rec. **10**, Part 5 (March 1962) 298–305.

907 GOLDSBOROUGH, J. P.: Beat Frequencies between Modes of a Concave-Mirror Optical Resonator. Appl. Opt. **3**, 2 (1964) 267–275.

908 GOLDSTEIN, B. S., J. D. WELCH: Microwave Modulation of a GaAs Injection Laser. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 715.

909 —, R. M. WEIGAND: X-Band Modulation of GaAs Lasers. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 195.

910 GOODWIN, P. P., J. J. LUZZI, J. R. LANKARD, G. D. PETIT: Ruby Laser Q-Switching Elements Using Phthalocyanine Molecules in Solution. IBM J. Res. & Dev. **8**, 2 (1964) 182–184.

911 GORBAN, I. S., G. L. KONONTSCHUK: Die anomale Lichtdispersion in R-Linien des Rubins und die Diffraktionsverschiebung des Generationsspektrums des optischen Quantenverstärkers. Optik & Spektr. **17**, 6 (1964) (russ.) 880–886.

912 GORDON, J. P.: Quantum Noise in Communication Channels. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 55–64, Col. Univ. Press, New York 1964.

913 —: Quantum Statistics and Lasers. Radio Science **68**D, 9 (1964) 1031–1033.

914 GORDON, E. I.: Optical Maser Oscillator and Noise. Bell Syst. Techn. J. **43**, 1 Pt. 2 (Jan. 1964) 507–539.

915 GORDON, J. P.: Information Capacity of a Communications Channel in the Presence of Quantum Effects. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 509–520, Columbia University Press, New York 1961.

916 —: Quantum Effects in Communications Systems. Proc. IRE **50**, 9 (1962) 1898–1908.

917 GORDON, E. I., E. F. LABUDA, W. B. BRIDGES: Continuous Visible Laser Action in Singly Ionized Argon, Krypton, and Xenon. Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15 May 1964) 178–180.

918 Gordon, J. P., R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, J. R. Whinnery: Long-Transient Effects in Lasers with Inserted Liquid Samples. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 3–8.
919 Gordon, E. I., J. D. Rigden: The Fabry-Perot Electrooptic Modulator. Nerem Record 1962, S. 86–87.
920 Gordon, J. P., L. R. Walker, W. H. Louisell: Quantum Statistics of Masers and Attenuators. Phys. Rev. **130**, 2 (April 1963) 806–812.
921 Gordon, E. I., A. D. White: Similarity Laws for the Effects of Pressure and Discharge Diameter on Gain of He-Ne Lasers. Appl. Phys. Lett. **3**, 11 (1 Dec. 1963) 199–201.
922 –, –: Single Frequency Gas Lasers at 6328 Å. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 206–207.
923 –, –, J. D. Rigden: Gain Saturation at 3.39 Microns in the He-Ne Maser. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 309–319, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.
924 Gordon, J. P., H. J. Zeiger, C. H. Townes: Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3. Phys. Rev. **95**, 1 (1954) 282–284.
925 –, –, –: The Maser – New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer. Phys. Rev. **99**, 4 (1955) 1264–1274.
926 Görlich, P., H. Karras, G. Kötitz, R. Lehmann: Spectroscopic Properties of Activated Laser Crystals (I). Phys. Stat. Sol. **5**, 3 (1964) 437–461.
927 –, –, –, –: Spectroscopic Properties of Activated Laser Crystals (II). Phys. Stat. Sol. **6**, 2 (1964) 277–318.
928 –, –, –, –: Spectroscopic Properties of Activated Laser Crystals (III). Phys. Stat. Sol. **8**, 2 (1965) 385–429.
929 –, –, R. Lehmann: Über die optischen Eigenschaften der Erdalkalihalogenide vom Flußspat-Typ (I). Phys. Stat. Sol. **1**, 5 (1961) 388–440.
930 –, –, –: Über die optischen Eigenschaften der Erdalkalihalogenide vom Flußspat-Typ (II). Phys. Stat. Sol. **1**, 6 (1961) 525–553.
931 Gotschew, D.: Halbleiterlaser. Mathem. u. Phys. **6** (1964) (russ.) 1–6.
932 Gormezano, C.: Mesure de la densité d'un plasma par un laser à gaz. C. R. Acad. Sci. **259**, 17 (1964) 2805–2808.
933 Goubau, G., J. R. Christian: Some Aspects of Beam Waveguides for Long Distance Transmission at Optical Frequencies. IEEE Trans, MTT **12**, 2 (March 1964) 212–220.
934 –, F. Schwering: On the Guided Propagation of Electromagnetic Wave Beams. Trans. IRE AP **9**, 3 (May 1961) 248–256.
935 –, J. R. Christian: Loss Measurements with a Beam Waveguide for Long Distance Transmission at Optical Frequencies. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1739.
936 Gould, G.: Selective Excitation by Photodissociation of Molecules. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 459–467, Col. Univ. Press, New York 1964.
937 –: Laser Wavelength and Frequency Standard. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 515.
938 –, S. F. Jacobs, J. T. La Tourette, M. Newstein, P. Rabinowitz: Coherent Detection of Light Scattered from a Diffusely Reflecting Surface. Appl. Opt. **3**, 5 (1964) 648–649.

939 Gould, D., S. F. Jacobs, P. Rabinowitz, T. Shultz: Crossed Roof Prism Interferometer. Appl. Opt. **1**, 4 (1962) 533–534.

940 Gourber, J. P.: Source de Lumière pour Pompage Optique. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 325–329, Col. Univ. Press, New York 1964.

941 Grabmeier, J., C. Zaminer: Laser-Kristalle. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 26–30.

942 Grabowski, S. J.: Pulse Power Supply Design for Laser Pumping. Electronics **36**, 51 (Dec. 1963) 33–35.

943 Grant, D. G.: A Technique for Obtaining Single High Peak Power Pulses from a Ruby Laser. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 604.

944 Grasjuk, A. Z., A. N. Oraewskii: Übergangsprozesse in einem Molekularverstärker. Radiotechnik u. Elektronik **3** (1964) (russ.) 524–532.

945 Grasjuk, A. Z., et al.: Optical Location on the Moon. Soviet Phys. Doklady **9**, 2 (Aug. 1964) 162–163. Russ.: **154**, 6 (Febr. 1964) 1303–1305.

946 Grau, G.: Verzerrungen bei der Amplitudenmodulation von Licht. Archiv d. Elektr. Übertr. **18**, 6 (1964) 389–392.

947 —: Temperatur- und Laserstrahlung als Informationsträger. Archiv d. Elektr. Übertr. **18**, 1 (Juni 1964) 1–5.

948 —: Rauschen im optischen Spektralbereich. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 21–26.

949 —: Kohärenz und statistische Eigenschaften optischer Signale. Siemens Entw. Ber. **27**, 3 (1964) 311–316.

950 —, K. Gürs, R. Müller, D. Rosenberger: Modulation von Licht mittels elektrisch doppelbrechender Kristalle. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 16–20.

951 —, D. Rosenberger: Low-Power Microwave Modulation of a 0.63 μ He-Ne Laser. Phys. Lett. **6**, 2 (1 Sept. 1963) 129–131.

952 —, —, L. Urankar: Schwingungstypen im He-Hg-Laser mit p-zähliger Symmetrie. Siemens Entw. Ber. **27**, 3 (1964) 301–302.

953 —, L. Urankar: Die Linienbreite der Laserstrahlung. Siemens Entw. Ber. **27**, 3 (1964) 317–320.

954 Green, E. L., et al.: Characteristics of a Q-Switching Ruby Laser Terminated by Parallel Roof Prisms. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1340.

955 Gribble, R. F., J. P. Craig, A. A. Dougal: Spatial Density Measurements in Fast Theta-Pinch Plasma by Laser Excitation of Coupled Infrared Resonators. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1 Aug. 1964) 60–62.

956 Griffiths, L. B., A. I. Mlavsky, G. Rupprecht, A. J. Rosenberg, P. H. Smakula, M. A. Wright: Silicon Carbide Diode Laser. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1374–1376.

957 Grimmeis, H. G., H. Scholz: Efficiency of Recombination Radiation in GaP. Phys. Lett. **8**, 4 (15 Febr. 1964) 233–235.

958 Grivet, P. A., A. Blaquière: Masers and Classical Oscillations. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 69–93, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

959 Grosof, G., R. Targ: Enhancement in Mercury-Krypton and Xenon-Krypton Gaseous Discharges. Appl. Opt. **2**, 3 (1962) 299–302.

960 Gross, E. F., D. S. Nedzvetskii: Regulary Converging Bright Luminescence in Gallium Phosphide Crystals. Soviet Physics Doklady **9**, 1 (July 1964) 38–41. Russ.: **154**, 1 (Jan. 1964) 64–67.

961 GRUDZINSKI, R., J. SPALTER: Utilisation d'un Laser à Gaz pour l'Etude de l'Amplification d'un Mélange Gazeux. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 515–521, Col. Univ. Press, New York 1964.

962 GUGGENHEIM, H.: Growth of Highly Perfect Fluoride Single Crystals for Optical Masers. J. Appl. Phys. **34**, 8 (1963) 2482–2485.

963 –, J. V. KANE: An Electrolytic Method for Controlling the Valence of Impurity Ions in CaF_2, Crystal Structures. Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (1964) 172–173.

964 GÜRS, K.: Das Schwingungsverhalten von optischen Rubin-Masern mit großem Spiegelabstand. Z. Naturforsch. **17**a, 11 (1962) 990–993.

965 —: Innere Modulation von optischen Masern. Z. Physik **172**, 2 (1963) 145–149.

966 —: Bestimmung der Lebensdauer von Anregungszuständen durch Zeitmessung an optischen Masern. Z. Naturforsch. **17**a, 10 (1962) 39–41.

967 —: Periodische Relaxationsschwingungen und Emission ohne Spikes bei einem kurzen Rubinlaser. Z. Naturforsch. **18**a, 12 (1963) 1363–1365.

968 —: Relaxationsschwingungen in der Emission optischer Maser mit Neodym in Calciumwolframat. Z. Naturforsch. **18**a, 3 (1963) 418–420.

969 —: Relaxationsschwingungen in der Emission optischer Rubin-Maser unter verschiedenen Arbeitsbedingungen. Z. Naturforsch. **18**a, 4 (1963) 510–515.

970 —: Polarisation und Relaxationszeit als Mittel zur Frequenzwahl für die Emission des Lasers mit Neodym in Calciumwolframat. Z. Naturforsch. **19**a, 4 (1964) 515–516.

971 —: Der Festkörper-Laser. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 1–7.

972 —: Beats and Modulation in Optical Ruby-Masers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1113–1119, Col. Univ. Press, New York 1964.

973 —: Solid State Lasers with CW Emission. J. Appl. Math. Phys. **16**, Fasc. 1 (1965) 49–62.

974 —, R. MÜLLER: Internal Modulation of Optical Masers. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 243–252, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

975 —, —: Breitband-Modulation durch Steuerung der Emission eines optischen Masers (Auskoppelungsmodulation). Phys. Lett. **5**, 3 (July 1963) 179–181.

976 —: Spikefreie Emission eines kontinuierlichen Rubinlasers. Z. f. Naturforschung, **20**a, 5 (1965) 740–741.

977 —, —: Ein leistungsfähiger Rubinlaser von besonders kleinen Abmessungen. Frequenz **18**, 7 (1964) 243–244.

978 —, —: Schwingungstypen hoher Symmetrie beim kontinuierlichen wassergekühlten Laser mit Neodym in Calciumwolframat. Z. Naturforsch. **19**a, 12 (1964) 1357–1362.

979 HAACKE, G.: On the Feasibility of an EMP Laser. Solid State Comm. **2**, 10 (1964) 317–320.

980 HAAS, W., R. JOHANNES, P. CHOLET: Light Beam Deflection Using the Kerr Effect in Single Crystal Prisms of $BaTiO_3$. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 988–989.

981 HACKFORTH, H. L.: Atmospheric Transmission of IR Radiation.

Infrared Radiation, Ed. H. L. HACKFORTH, S. 47–68. McGraw Hill N.Y. 1960.

982 HADNI, A., B. WYNCKE, P. STRIJMER, E. DECAMPS, J. CLAUDEL: Matériaux Transparents dans l'Infrarouge Lointain (50—1600 microns). Application aux Masers Optiques. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 731–740, Col. Univ. Press, New York 1964.

983 —: Far-Infrared Absorption of Ruby at Liquid Helium Temperature. Appl. Opt. **2**, 9 (1963) 977.

984 HÄFELE, H. G.: Der Einschwingvorgang und die quasikontinuierliche Emission des $CaWO_4$:Nd^{3+}—Laser. Z. Naturforsch. **18**a, 6 (1963) 735—738.

985 —: Polarisationsoptische Temperaturmessung und Filterung bei Rubin-Laser. Z. Naturforsch. **19**a, 12 (1964) 1353—1356.

986 —: Der Einfluß der Beugung auf die Emission eines Rubinlasers. Z. Physik **176**, 3 (1963) 197–206.

987 —: Das Infrarotspektrum des Rubins. Z. Naturforsch. **18**a, 3 (1963) 331—335.

988 —: Die Emission von Rubin Lasern im Temperaturbereich von 55 bis 300° K. Z. Physik **173**, 5 (1963) 533–541.

989 D'HAENENS, I. J., C. K. ASAWA: Stimulated and Fluorescent Optical Emission in Ruby from 4,2 to 300° K: Zero-Field Splitting and Mode Structure. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 797—804, Col. Univ. Press, New York 1964.

990 —, —: Stimulated and Fluorescent Optical Emission in Ruby from 4,2° to 300° K: Zero-Field Splitting and Mode Structure. J. Appl. Phys. **33**, 11 (1962) 3201—3208.

991 —, V. EVTUHOV: Temperature and Concentration Effects in a Ruby Laser. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1131—1139, Col. Univ. Press, New York 1964.

992 HAISMA, J., G. BOUWHUIS: Mode Competition and Combination Tones in a Gas Laser. Phys. Rev. Lett. **12**, 11 (16 March 1964) 287–290.

993 —, S. J. VAN HOPPE, H. DE LANG, J. VAN DER WAL: Ein kleiner, stabiler Gaslaser. Philips' Techn. Rundschau **24**, 3 (1962/63) 85–87.

994 —, H. DE LANG: Mode Patterns Obtained by Tuning a Small Gas Laser. Phys. Lett. **3**, 5 (15 Jan. 1963) 240—242.

995 HAKEN, E., H. HAKEN: Zur Theorie des Halbleiter-Lasers. Z. Physik **176**, 4 (1963) 421—428.

996 HAKEN, H.: Theory of Coherence of Laser Light. Phys. Rev. Lett. **13**, 11 (14 Sept. 1964) 329—331.

997 —: A Nonlinear Theory of Laser Noise and Coherence. I. Z. Physik **181**, 1 (1964) 96—124.

998 —: A Nonlinear Theory of Laser Noise and Coherence. II. Z. Physik **182**, 4 (1965) 346–359.

999 —, H. SAUERMANN: Nonlinear Interaction of Laser Modes. Z. Physik. **173**, 3 (1963) 261–275.

1000 —, —: Frequency Shifts of Laser Modes in Solid State and Gaseous Systems. Z. Physik **176**, 1 (1963) 47—62.

1001 HALL, R. N.: Silicon Carbide Diode "Laser". Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 91.

1002 HALL, E. H.: Masers and Lasers. (Bibliography) Comp. Armed Services Techn. Information Agency, Va., Rep. AD 271 100, 1962. An ASTLA report bibliography.

1003 HALL, E. H.: Coherent Light Emission from P—N Junctions. Solid-State Electronics **6**, 5 (1963) 405—416.

1004 —, G. E. FENNER, J. D. KINGSLEY, T. J. SOLTYS, R. O. CARLSON: Coherent Light Emission from GaAs Junctions. Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1. Nov. 1962) 366—368.

1005 HALL, J. L., D. A. JENNINGS, R. M. MCCLINTOCK: Study of Anthracene Fluorescence Excited by the Ruby Giant-Pulse Laser. Phys. Rev. Lett. **11**, 8 (15. Oct. 1963) 364—366.

1006 HALL, R. N., D. J. OLECHNA: Wave Propagation in a Dielectric Slab. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2565—2566.

1007 HAMASAKI, J., H. NOGUCHI: Variable Phase Shifter for Laser Light Using Birefringent Crystals. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 80—81.

1008 HANNAN, W. J., J. BORDOGNA, T. E. PENN, T. E. WALSH: Electro-Optic TV Communication System. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 171—172.

1009 HANES, G. R., B. P. STOICHEFF: Time Dependence of the Frequency and Linewidth of the Optical Emission from a Pulsed Ruby Maser. Nature **195**, 4841 (1962) 587—588.

1010 HANTSCHE, H., D. RÖSS: Einschwingungsverhalten torischer Rubin-Laser in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Z. Naturforsch. **18**a, 7/8 (1963) 1020—1021.

1011 HANSEN, J. R., J. L. FERGASON, A. OKAYA: Display of Infrared Laser Patterns by a Liquid Crystal Viewer. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 987—988.

1012 HARADA, R. H., C. K. SUZUKI: An Injection Laser Pump for Nd^{3+} Doped Hosts. Appl. Opt. **4**, 2 (1965) 225—227.

1013 HARDING, G. O., T. LI: Effect of Mode Degeneracy on Output of Gaseous Optical Masers. J. Appl. Phys. **35**, 3, Pt. 1 (1964) 475—478.

1014 HARDY, W. A.: Active Image Formation in Lasers. IBM J. Res. & Dev. **9**, 1 (1965) 31—46.

1015 —: Laser Active-Image Formation. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 501.

1016 HARGROVE, L. E., R. L. FORK, M. A. POLLACK: Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation. Appl. Phys. Lett. **5**, 1 (1. July 1964) 4—5.

1017 —: Optical Effect of Ultrasonic Waves producing phase and amplitude modulation. J. Acoust. Soc. Amer. **34**, 10 (1962) 1547—1552.

1018 —: Successive Diffraction Theory for Diffraction of Light by Ultrasonic Waves of Arbitrary Waveform. J. Acoust. Soc. Am. **36**, 2 (Febr. 1964) 323—326.

1019 HARNED, B. W., L. B. LEDER, M. E. LASSER, D. L. CARTER: Cross Modulation of Optical, RF, and Microwave Signals with Optical Pumping. Proc. IEEE **52**, 5 (1964) 632.

1020 HARPER, F.: Proposed Geometry for Obtaining a more Highly Collimated Light Beam of Greater Intensity from GaAs Lasers. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 92—93.

1021 HARRIS, A.: Lasers. I. General Principles: Light Amplification in Crystals. Wireless World **69**, 8 (1963) 370—375.

1022 —: Lasers. II. Gaseous, Liquid and Semiconductor Junction Types. Wireless World **69**, 9 (1963) 426—431.

1023 HARRIS, S. E.: Conversion of FM Light to AM Light Using Birefringent Crystals. Appl. Phys. Lett. **2**, 3 (1. Febr. 1963) 47—49.

1024 HARRIS, S. E.: An FM-AM Optical Converter. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1671–1677, Col. Univ. Press, New York 1964.

1025 —: Demodulation of Phase-Modulated Light Using Birefringent Crystals. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 823–831.

1026 —, E. O. AMMAN: Optical Network Synthesis Using Birefringent Crystals. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 411–412.

1027 —, B. J. MCMURTRY, A. E. SIEGMAN: Modulation and Direct Demodulation of Coherent and Incoherent Light at a Microwave Frequency. Appl. Phys. Lett. **1**, 2 (Oct. 1962) 37–39.

1028 —, O. P. MCDUFF: FM Laser Oscillation-Theory. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (15. Nov. 1964) 205–206.

1029 —, A. E. SIEGMAN: A Technique for Optical Frequency Translation Utilizing the Quadratic Electrooptic Effect in Cubic Crystals. Appl. Opt. **3**, 9 (1964) 1089–1090.

1030 —, —: Proposed Microwave Phototube for Demodulating FM Light Signals. IRE Trans. on Electron Devices, ED **9**, 4 (July 1962), S. 322–328, Tech. Report 176-1, March 1962.

1031 —, R. TARG: FM Oscillation of the He-Ne-Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (15. Nov. 1964) 202–204.

1032 HARTMANN, S. R., N. A. KURNIT, I. D. ABELLA: Experimental Detection of Photon Echoes. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 659.

1033 HARTWICK, T. S.: Electronics Program. Nonlinear Optical Effects. Rep. AD 289 345, tp. Oct. 1962.

1034 —: Investigation of Gas Lasers. Rep. AD 189 525, tp. Sept. 1962.

1035 HARUTYUNIAN, V. M., F. R. HARUTYUNIAN, K. A. ISPIRIAN, V. A. TUMUNIAN: Scattering of Light by Light. Phys. Lett. **6**, 2 (Sept. 1963) 175–176.

1036 HASEGAWA, K., W. G. SCHNEIDER: Ruby-Laser Excited Photocurrents in Anthracene Single Crystals. J. Chem. Phys. **39**, 5 (1963) 1346–1347.

1037 HASWELL, W. T., J. S. HITT, J. M. FELDMAN: A High Repetition Rate Laser System. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 93.

1038 HATCH, S. E., W. F. PARSON, R. J. WEAGLY: Hotpressed Polycrystalline $CaF_2:Dy^{2+}$ Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 8 (15. Oct. 1964) 153–154.

1039 HAUN, R. D.: Laser Materials and Devices. Electro-Technology **72**, 3 (1963) 63–71.

1040 HAUN, R. D., Jr., R. C. OHLMANN: Limits on Directivity and Intensity of the Output of an Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 473.

1041 HAUS, H. A.: Analysis of Noise in Optical Maser Oscillators. Quarterly Progress Report **72** (Jan. 15, 1964) 53–56.

1042 —, J. A. MULLEN: Equivalent Circuits for Quantum Noise in Linear Amplifiers. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 71–93, Col. Univ. Press, New York 1964.

1043 —, —: Noise in Optical Maser Amplifiers. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 131–155, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1044 HAUSER, S. M., L. S. SMITH, D. G. MARLOWE, P. R. YODER, Jr.: The Stressed-Plate Shutter, a New Moderate-Speed Electro-Optical Light Switch. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1175–1180.

1045 HAWKINS, W. B.: Cesium Transition Probabilities for Optical Pumping. Phys. Rev. **123**, 2 (July 1961) 544–547.

1046 HAYLER, D. A., C. L. RUDDER: Transmission of Coherent Light Through Shock Produced Plasmas. Proc. IEEE **51**, 2 (1963) 365.

1047 HAYNES, J. R., M. LAX, W. F. FLOOD: Efficiency of Production of Intrinsic Recombination Radiation. Bull. Am. Phys. Soc. II **6** (March 1961) 147.

1048 HAYWOOD, W. J., Jr.: Laser Applications: Space Systems. Electronic Progress **7**, 4 (1963) 24—26.

1049 HEARD, H. G.: Variation of Arc Resistance and Arc Power with Current in Pulsed Xenon Optical Pump Lamps. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1234—1235.

1050 —: Super-Radiant Neon Transitions. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 173.

1051 —: High-Power Ultraviolet Gas Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 65.

1052 —, G. MAKHOV, J. PETERSON: Laser Action in Mercury Rare Gas Mixtures. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 414.

1053 —, J. PETERSON: Orange Through Blue-Green Transitions in a Pulsed-CW Xenon Gas Laser. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1050.

1054 —, —: Mercury-Rare Gas Visible-UV Laser. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1049—1050.

1055 —, —: Super-Radiant Yellow and Orange Laser Transitions in Pure Neon. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1258.

1056 —, —: Visible Laser Transitions in Ionized Oxygen, Nitrogen, and Carbon Monoxide. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1258.

1057 HEAVENS, O. S.: Optical Masers. Appl. Opt. Supplement **1** (1962) 1—23.

1058 —: Some Current Developments in Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **53, 4** (April 1963) 513.

1059 —: Optical Masers. Methuen's Monographs on Physical Subjects, Methuen & Co Ltd., London 1964.

1060 HECKEN, R.: Ein Beitrag zum He-Ne-Gaslaser mit gekoppelten Resonatoren. Doktorarbeit D 82 an der TH Aachen.

1061 HEER, C. V.: An Experiment for the Observation of the "Coriolis-Zeeman" Effect for Photons. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1305—1311, Col. Univ. Press, New York 1964.

1062 HEFFNER, H.: The Fundamental Noise Limit of Linear Amplifiers. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1604—1607.

1063 HEFFT, K., R. KERN, G. NÖLDEKE, A. STEUDEL: Über Fabry-Perot-Verspiegelungen aus dielektrischen Vielfachschichten für den Spektralbereich von 2350 bis 20 000 Å. Z. Physik **175**, 4 (1963) 391—404.

1064 HEIL, H.: Factors Effecting Population Inversion in Vibrational Levels by Overtune Pumping. Bull. Am. Phys. Soc. II **8** (1963) 443.

1065 —, J. Y. WADA: Electron-Energy Spectrum in Gas Laser Discharges. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 536.

1066 HEILMEIER, G. H., N. OCKMAN, R. BRAUNSTEIN, D. A. KRAMER: Relationship Between Optical Second Harmonic Generation and the Electro-Optic Effect in the Molecular Crystal Hexamine. Appl. Phys. Lett. **5**, 11 (1. Dec. 1964) 229—230.

1067 HEINEMANN, H. M., H. W. REDIEN, Jr.: The Observation of Mode Impurity in Gas Lasers Apparently Resonating in the TEM-00 Mode. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 77—78.

1068 Heinlein, W., D. Röss: Power-Dependent Splitting of Axial Modes in Ruby Lasers. Proc. IEEE **51**, 11 (1963) 1667.

1069 Heitmann, W., A. Moeller, G. V. Schultz: Fluorescence of Nd (4 f^3) by Irradiation into the Chromium Absorption Bands of the System Al_2O_3:Cr, Nd. Phys. Lett. **10**, 1 (15. May 1964) 26–27.

1070 Helfrich, J. L.: Faraday Effect as a Q-Switch for Ruby Laser. J. Appl. Phys. **34**, 4 (1963) 1000–1001.

1071 Hellerstein, D.: Application of the Sénarmont Polariscope to Analysis of Optical Maser Light. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 801–806.

1072 Hellwarth, R. W.: Theory of Pulsation of Fluorescent Light from Ruby. Phys. Rev. Lett. **6**, 1 (1. Jan. 1961) 9–12.

1073 —: Analysis of Stimulated Raman Scattering of a Giant Laser Pulse. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 847–854.

1074 —: Theory of Stimulated Raman Scattering. Phys. Rev. **130**, 5 (1963) 1850–1852.

1075 —: Control of Fluorescent Pulsations. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 334–342, Columbia University Press, New York 1961.

1076 — et al.: Anomalies in the Angles of the Emission Accompanying Stimulated Raman Scattering from Nitrobenzene. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 490.

1077 —: Structure of Giant Optical Pulses from Ruby. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1203–1210, Col. Univ. Press, New York 1964.

1078 Hellwege, K. H.: Spectroscopy of Crystalline Rare Earth Compounds. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 623–644, Col. Univ. Press, New York 1964.

1079 Helstrom, C. W.: The Detection and Resolution of Optical Signals. IEEE Trans. IT **10**, 4 (1964) 275–287.

1080 Henderson, W. R., F. A. Matson, W. W. Robertson: Isotopic Shift in the Spectrum of the He-Ne Molecule. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 2 (1964) 144.

1081 Henneberger, W. C.: Theory of Optical Harmonics. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (Jan. 1962) 14.

1082 Hercher, M.: Relationship Between the Near Field Characteristics of a Ruby Laser and its Optical Quality. Appl. Opt. **1**, 5 (1962) 665–670.

1083 —: Optical Correction of Ruby Lasers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (1962) 1319.

1084 Herriott, D. R.: Optical Properties of a Continuous He-Ne Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 1 (1962) 31–37.

1085 —: Optical Properties of a Continuous He-Ne Maser in the Infrared. J. Phys. Radium **22** (1961) 24–25 S.

1086 —: Optical Properties of the Beam from a Continuous He-Ne Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 476.

1087 —: Spherical Mirror Oscillating Interferometer. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 865–866.

1088 —: Optical Properties of the Cavity and Output Beam of a Continuous Gas Maser. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 44–50, Columbia University Press, New York 1961.

1089 — et al.: Spherical Mirror Interferometry of Maser Beams. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339–1340.

1090 Herwig, L. O.: Study of Nuclear-Radiation Pumping of Gas-Laser Systems. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 2 (1964) 160.

1091 Hertzberg, M.: Coherent Generation of Light in Gas-Phase Chemical Reactions. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 417—424, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1092 Herziger, G., H. Lindner, H. Weber: Messung geringer Absorptions- und Brechungsindexänderungen mit dem Laserverstärker. Z. angew. Phys. **17**, 2 (1974) 67—68.

1093 Hess, W.: Recombination and Diffusion in a Neonplasma with Variable Electron Energy. Phys. Lett. **12**, 3 (1. Oct. 1964) 211—213.

1094 Heywang, W.: Semiconductor Maser with Modulating Means. United States Patent Office, Patent No. 3,121,203, Febr. 1964 mit Priorität vom 30. 4. 1958.

1095 Higa, W. H.: The Applications of Lasers to Physical Measurements. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 155—156.

1096 Hiller, M. A., O. M. Stafsund: Czochralski Growth of Doped Single-Crystal Lanthanum Trifluoride (LaF_3) for Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 3, Pt. 1 (1964) 693—695.

1097 Hilsum, C., D. J. Oliver, J. M. Tanner: The Speed of Response of GaAs Lasers. Phys. Lett. **8**, 4 (15. Febr. 1964) 232—233.

1098 —, F. G. R. King: Some Demonstrations of the Properties of Optical Lasers. Contemporary Phys. **4**, 6 (1963) 435—444.

1099 Himbarger, R. L., J. L. Bjorkstam: Temperature Dependence of Optical Harmonic Generation in KH_2PO_4. (Near the Phase-Transition Temperature.) Appl. Phys. Lett. **3**, 7 (1. Oct. 1963) 109—110.

1100 Hinchman, W. R., A. L. Buck: Fluctuations in a Laser Beam over 9- and 90-Mile Paths. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 305—306.

1101 Hintringer, O. von, G. Schiffner: Modulation eines He-Ne-Lasers mit einem Fernsehsignal. NTZ **17**, 10 (1964) 501—502.

1102 —: Laser und ihre Anwendung. Elektrotechn. & Maschinenbau **82**, 1 (1965) 7—19.

1103 Hirano, J., Y. Fukatsu: Stability of a Light Beam in a Beam Waveguide. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1284—1292.

1104 Hirshfeld, J. L., J. M. Waxhtel: Electron Cyclotron Maser. Phys. Rev. Lett. **12**, 19 (11. May 1964) 533—536.

1105 Hitt, J. S., J. M. Feldman: Parallel Theta-Pinch Pumping of a Laser Oscillator-Amplifier. Proc. IEEE **52**, 5 (1964) 616—617.

1106 Ho, L., C. F. Buhrer: Electro-optic Effect of Gallium Arsenide. Appl. Opt. **2**, 6 (1963) 647—648.

1107 Hobden, M. V., J. P. Russel: The Raman Spectrum of Gallium Phosphide. Phys. Lett. **13**, 1 (1. Nov. 1964) 39—41.

1108 Hochuli, E.: Photoconductivity Measurements in Ruby and Saphire. Phys. Rev. **133**, 2 A (Jan. 1964) 468—471.

1109 Hodara, H.: The Concept of Coherence. Its Application to Lasers. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 121—137, Col. Univ. Press, New York 1964.

1110 —: Statistics of Laser and Thermal Radiation. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 169—170, Tokio.

1111 Hodara, H.: Statistics of Laser and Thermal Radiation. Wescon Techn. Pap. 17.4 (1964) 1—2.

1112 Hogg, C. A., L. C. Sucsy: Masers and Lasers. Maser/Laser Assoc.,Cambridge 40, Mass., 1962.

1113 Hogg, D. C.: Scattering and Attenuation Due to Snow at Optical Wave-Length. Nature **203**, 4943 (25. July 1964) 396.

1114 Holland, M. G.: Thermal Conductivity of Several Optical Maser Materials. J. Appl. Phys. **33**, 9 (1962) 2910—2911.

1115 Holliday, D.: Statistical Properties of the Black Body Radiation Field. Phys. Lett. **8**, 4 (15. Febr. 1964) 250—252.

1116 Holloway, W. W., Jr., M. Kestigian, R. Newman: Direct Evidence for Energy Transfer Between Rare Earth Ions in Terbium-Europium Tungstates. Phys. Rev. Lett. **11**, 10 (Nov. 1963) 458—460.

1117 Holonyak, N., Jr.: Active Region in Visible-Light Diode Laser. Electronics **36**, 9 (1. March 1963) 35.

1118 —: Laser Action in $Ga(As_{1-x}P_x)$ and GaAs. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 104.

1119 —, S. F. Bevacqua: Coherent (visible) Light Emission from $Ga(As_{1-x}P_x)$ Junctions. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (1. Dec. 1962) 82—83.

1120 —, —, C. V. Bielan, S. J. Ludowski: The "Direct-Indirect" Transition in $Ga(As_{1-x}P_x)$ P—N Junctions. Appl. Phys. Lett. **3**, 3 (1963) 47—49.

1121 —, —, —, F. A. Carranti, B. G. Hess, S. J. Ludowski: Electrical Properties of $Ga(As_{1-x}P_x)$ p—n Junctions. Proc. IEEE **51**, 2 (1963) 364.

1122 Holshouser, D. F.: An Internally Reflecting Optical Resonator with Confocal Properties. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1453—1458, Col. Univ. Press, New York 1964.

1123 Honig, R. E.: Laser-Induced Emission of Electrons and Positive Ions from Metals and Semiconductors. Appl. Phys. Lett. **3**, 1 (1. July 1963) 8—11.

1124 Honig, A.: Cooling to Very Low Temperatures by Means of Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. II **8** (March 1963) 233.

1125 Honig, R. E., J. R. Woolston: Laser-Induced Emission of Electrons, Ions and Neutral Atoms from Solid Surfaces. Appl. Phys. Lett. **2**, 7 (April 1963) 138—139.

1126 Honig, W.: Measurements of Continental Drift and Earth Movement with Lasers. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 430.

1127 Hopfield, J. J., J. M. Worlock, K. Park: Two-Quantum Absorption Spectrum of KI. Phys. Rev. Lett. **11**, 9 (1. Nov. 1963) 414—417.

1128 Hooge, F. N., H. Kalter: Injection Lasers Far Above Threshold. Phys. Lett. **12**, 3 (1. Oct. 1964) 191—192.

1129 Hoover, G. J., R. S. Zucker: Light Emission from Alloyed Junction GaAs Tunnel Diodes. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1237—1238.

1130 Horea, H., B. Kronast, H. J. Kunze: Distribution of the Emission from a Rectangular Laser Rod (Ruby). Proc. IEEE **52**, 5 (1964) 611—612.

1131 Horrigan, F. A., S. H. Koozekanani, R. A. Paananen: Infrared Laser Action and Lifetimes in Argon II. Appl. Phys. Lett. **6**, 3 (1. Febr. 1965) 41—43.

1132 Hoskins, R. H., B. H. Soffer: Stimulated Emission from $Y_2O_3{:}Nd^{3+}$. Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (Jan. 1964) 22—23.

1133 —, —: Fluorescence and Stimulated Emission from $La_2O_3{:}Nd^{3+}$. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 323—324.

1134 HOSKINS, R. H., B. H. SOFFER: Observation of Cr^{3+} in Al_2O_3. Phys. Rev. **133**, 2 A (Jan. 1964) A 490—A 493.

1135 HOTCHKISS, D. R.: Ruby-Laser-Induced Photocurrents and Luminescence in ZnO. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2455—2457.

1136 HOTZ, D. F.: Single-Atom Coherence Effects in Measurement of Spontaneous Emission Linewidths in a High-Gain Ne Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, 7 (1. April 1965) 130—132.

1137 HOUSTON, T. W., et al.: Temperature Dependence of the Refractive Index of Optical Maser Crystals. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1286 bis 1291.

1138 HOUTERMANS, F. G.: Über Maser-Wirkung im optischen Spektralgebiet und die Möglichkeit absolut negativer Absorption für einige Fälle von Molekülspektren (Licht-Lawine). Helvetia Phys. Acta **33**, Fasc. 8 (15. 2. 1960) 933—940.

1139 HOWARD, W. E., F. F. FANG, F. H. DILL, Jr., M. I. NATHAN: CW Operation of a GaAs Injection Laser. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 74—75.

1140 —, —, —, —: Time Effects in GaAs Injection Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. II **8** (1963) 88.

1141 HOWE, J. A.: Observations on the Maser-Induced Graphite Jet. J. Chem. Phys. **39**, 5 (1964) 1362—1363.

1142 —, J. A. GIORDMAINE: High Flux Optical Absorption in Organic Liquids. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 7 (1963) 531.

1143 HRONIK, R. H., R. C. JONES, C. J. BRONCO: Optical Pumping Cavity Construction Technique. Rev. Sci. Instr. **33**, 7 (July 1962) 776—777.

1144 HSU, H., F. K. TITTLE: Optical Pumping of Microwave Masers. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 185—189.

1145 —, —: Parametric Photon Interactions and Their Applications. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 192—201, Ohio State Univ., 1963.

1146 HUBBARD, C. J., E. W. FISHER: Ruby Laser Action at the R_2 Wavelength. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1499—1500.

1147 HUBER, M.: Laser Transition with Predissociating Lower State in the NO Molecule. Phys. Lett. **12**, 2 (15. Sept. 1964) 102—103.

1148 HUFFMANN, E. H.: Stimulated Optical Emission of a Tb^{3+} Chelate in a Vinylic Resin Matrix. Phys. Lett. **7**, 4 (Dec. 1963) 237—239.

1149 —: Stimulated Optical Emission of a Ytterbium Chelate in a Vinylicresin Matrix. Nature **202**, 4902 (1963) 158—159.

1150 —: Additional Observation of Probable Stimulated Emission of a Terbium Ion Chelate in a Vinylic Resin Matrix. Nature **203**, 4952 (26. Sept. 1964) 1373—1374.

1151 HUGHES, T. P.: Time-Resolved Interferometry of Ruby Laser Emission. Nature **195**, 4839 (1962) 325—328.

1152 —: New Method for the Determination of Plasma Electron Temperature and Density from Thompson Scattering of an Optical Maser Beam. Nature **194**, 4825 (1962) 268—269.

1153 —, K. M. YOUNG: Mode Sequencies in Ruby Laser Emission. Nature **196**, 4852 (1962) 332—334.

1154 —: Applications of Lasers. Nature **202**, 4939 (1964) 1273.

1155 HUGHES, R. H., L. D. WEAVER: Excitation of the He II λ 4686 Å Line by Electron Impact. Phys. Rev. **132**, 2 (1963) 710—711.

1156 HUNTLEY, W. H., Jr.: The Potential of Techniques Using Coherent Light Diffraction. Wescon Techn. Pap. (14. 3. 1963) 1–7.
1157 —: New Coherent Light Diffraction Technique. IEEE Spectrum **1**, 1 (1964) 114–122.
1158 HURWITZ, M.: Lasers—Will their potential be realized? Solid State Design **3**, 9 (1962) 68–69.
1159 HURWITZ, C. E., R. J. KEYES: Electron-Beam-Pumped GaAs Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 7 (1. Oct. 1964) 139–141.
1160 HUTCHESON, R. L.: Synthetic Ruby for Maser Application. IRE Intern Conv. Record **10**, Pt. 3 (1962) 147–157.
1161 HUTTER, R.: A Proposed Method for the Generation of Millimeter Waves. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 411.
1162 —: New Detector for Optical Receivers. Electronics **35**, 29 (20. July 1962) 37–41.
1163 IANNUZZI, M., E. POLACCO: Double-Photon Excitation of Fluorescence in Anthracene. Phys. Rev. Lett. **13**, 12 (21. Sept. 1964) 371–372.
1164 INABA, H., A. E. SIEGMAN: Photometric Mixing Experiments Using a Ruby Laser and a Semiconductor Microwave Photodiode. Tech. Report, **177**-2, (June 1962) Stanford Electr. Lab.
1165 ING, S. W., Jr., H. A. JENSEN, B. STERN: GaAs p-si-n Negative Resistance Infrared Emitting Diode at Liquid N_2 and Room Temperatures. Appl. Phys. Lett. **4**, 9 (1. May 1964) 162–164.
1166 ISENOR, N. R.: Metal Ion Emission Velocity Dependence on Laser Giant Pulse Height. Appl. Phys. Lett. **4**, 8 (15. April 1964) 152–153.
1167 —: High-Energy Ions from a Q-Switched Laser. Canad. J. Phys. **42**, 7 (1964) 1413–1416.
1168 —: Effect of Background Gas on Laser-Induced Electron Emission from Metal Surfaces. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 316–317.
1169 ITZKAN, I.: A Circular Ring Laser. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 164.
1170 JACOBS, G. B.: Oxygen Laser Aging Characteristics. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1259–1260.
1171 IVANOV, A. P.: The Effect of Strong Illumination on the Absorptivity of Complex Molecules. Optics and Spectroscopy **8** (March 1963) 183–188.
1172 JACOBS, G.: Optical Communications. Proc. Nat. Electr. Conf. (1961) 157–162.
1173 JACOBS, H., R. A. BOWDEN, L. HATKIN: On an Active Interference Filter as an Optical Maser Amplifier. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 933.
1174 —, L. HATKIN, D. A. HOLMES, F. A. BRAND: Maximum Gain for Forward- and Backward-Wave Optical Maser Amplifiers. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2617–2624.
1175 JACOBS, H., et al.: Transmission Line Formulation for Optical Maser Amplification. J. Opt. Soc. Am. **54**, 12 (1964) 1416–1424.
1176 —, L. HATKIN, D. HOLMES, F. A. BRAND: Laser Amplifier Design Theory. Nerem Record 1962, 32–33.
1177 —, —, —, —: Five Layer Optical Maser Amplification. IEEE Trans. MTT **12**, 2 (March 1964) 163–171.
1178 —, —, —, —: Criteria for Optical Maser Amplifiers and Oscillators. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1071–1077, Col. Univ. Press, New York 1964.

1179 Jacobs, S., G. Gould, P. Rabinowitz: Coherent Light Amplification in Optically Pumped Cs Vapor. Phys. Rev. Lett. **7**, 11 (1. Dec. 1961) 415–417.

1180 Jacobs, S. F., J. T. LaTourrette, P. Rabinowitz: Dispersion Characteristics and Frequency Stabilization of a He-Ne Gas Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1964) 56–58.

1181 –, P. J. Rabinowitz: Optical Heterodyning with a CW Gaseous Laser. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 481–487, Col. Univ. Press, New York 1964.

1182 –, –, J. T. LaTourette, G. Gould: Optical Heterodyne Detection of Coherent Light. J. Optic. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 515.

1183 –: The Optical Heterodyne. Electronics **36**, 28 (12. July 1963) 29–31.

1184 Jackson, D. A.: The Spherical Fabry-Perot Interferometer as an Instrument of High Resolving Power for Use with External or with Internal Atomic Beams. Proc. Roy. Soc. A. **263**, 1314 (1961) 289–308.

1185 Jacquinot, P.: Laser et Spectroscopie à Haute Résolution. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1171, Col. Univ. Press, New York 1964.

1186 Janowski, K., H. Conrad: Flaws in Ruby Laser Crystals. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 663–664.

1187 Jaseja, T. S., A. Javan, C. H. Townes: Frequency Stability of He-Ne Masers and Measurements of Length. Phys. Rev. Lett. **10**, 5 (1. March 1963) 165–167.

1188 –, –, J. Murray, C. H. Townes: Stability and Resettability of He-Ne Masers. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Nov. 1962) 553.

1189 –, –: He-Ne Optical Maser: A New Tool for Precision Measurements. Lasers and Masers Applications, Ed. W. S. C. Chang, S. 208, Ohio State Univ. 1963.

1190 Javan, A.: Description of a Raman Type Two-Level Maser. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **3**, 1 (1958) 213.

1191 –, T. S. Jaseja, C. H. Townes: Short-Time Frequency Stability of He-Ne Optical Masers. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (April 1963) 380–381.

1192 –: Alignment of the Angular Moments of the Optical Maser Levels. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 489.

1193 –: Optical Maser Oscillations in a Gaseous Discharge. Advances in Quantum Electronics, Ed. Singer, S. 18–28, Columbia University Press, New York 1961.

1194 –: Possibility of Production of Negative Temperature in Gas Discharges. Phys. Rev. Lett. **3**, 2 (July 15, 1963) 87–89.

1195 –: Possibility of Obtaining Negative Temperature in Atoms by Electron Impact. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 564–572, Columbia University Press, New York 1960.

1196 –, E. A. Ballik, W. L. Bond: Frequency Characteristics of a Continuous-Wave He-Ne Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 1 (1962) 96–98.

1197 –, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott: Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. Phys. Rev. Lett. **6**, 3 (1. Febr. 1961) 106–110.

1198 –, A. Szöke: Theory of Optical Frequency Mixing Using Resonant Phenomena. Phys. Rev. **137**, 2A (1965) 536–549.

1199 JAYNES, E. T., F. W. CUMMINGS: Comparison of Quantum and Semiclassical Radiation Theories with Application to the Beam Maser. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 89—109.

1200 JEANES, R., Jr.: Pulsed Laser Beam Pictures. Appl. Opt. **3**, 2 (1964) 318.

1201 JENNINGS, D. A., H. TAKUMA: Optical Heterodyne Detection of the Forward-Stimulated Brillouin Scattering. Appl. Phys. Lett. **5**, 12 (15. Dec. 1964) 241—242.

1202 JENSEN, R. C., G. R. FOWLES: New Laser Transitions in Iodine-Inert Gas Mixtures. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1350.

1203 JOHNSON, C. M.: Injection-Laser Systems for Communications and Tracking. Electronics **36**, 50 (1963) 34—39.

1204 JOHNSON, F. M.: Generation of Coherent CW Radiation at 3164 Å in KDP. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1351.

1205 JOHNSON, K. M.: Microwave Light Modulation by the Pockel Effect. Microwave J. (Aug. 1964) 51—56.

1206 —: Solid-State Modulation and Direct Demodulation of Gas Laser Light at a Microwave Frequency. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1368—1369.

1207 JOHNSON, L. F.: Continuous Operation of the CaF_2: Dy^{2+} Optical Maser. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1691—1692.

1208 —: Optical Maser Characteristics of Nd^{3+} in CaF_2. J. Appl. Phys. **33**, 2 (1962) 756.

1209 —: Optical Maser Characteristics of Rare-Earth Ions in Crystals. J. Appl. Phys. **34**, 4 Pt. 1 (1963) 897—909.

1210 —: Characteristics of the $CaWO_4$:Nd^{3+} Optical Maser. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1021—1035, Col. Univ. Press, New York 1964.

1211 —, G. D. BOYD, K. NASSAU: Optical Maser Characteristics of Tm^{3+} in $CaWO_4$. Proc. IRE **50**, 1 (1962) 86—87.

1212 —, —, —: Continuous Operation of the $CaWO_4$: Trivalent Neodymium Optical Maser at Room Temperature. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 608.

1213 —, D. KAHNG: Piezoelectric Optical Maser Modulator. J. Appl. Phys. **33**, 12 (1962) 3440—3443.

1214 —, G. D. BOYD, K. NASSAU: Optical Maser Characteristics of Ho^{3+} in $CaWO_4$. Proc. IRE **50**, 1 (1962) 87—88.

1215 —, —, —, R. R. SODEN: Continuous Operation of a Solid-State Optical Maser. Phys. Rev. **126**, 4 (May 1962) 1406—1409.

1216 —, —, —, —: Continuous Operation of the $CaWO_4$:Nd^{3+} Optical Maser. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 213.

1217 —, R. E. DIETZ, H. J. GUGGENHEIM: Spontaneous and Stimulated Emission from Co^{2+} Ions in MgF_2 and ZnF_2. Appl. Phys. Lett. **5**, 2 (15. July 1964) 21—22.

1218 —, —, —: Optical Maser Oscillation from Ni^{2+} in MgF_2 Involving Simultaneous Emission of Phonons. Phys. Rev. Lett. **11**, 7 (Oct. 1963) 318—320.

1219 —, K. NASSAU: Infrared Fluorescence and Stimulated Emission of Nd^{3+} in $CaWO_4$. Proc. IRE **49**, 11 (1961) 1704—1706.

1220 —, R. R. SODEN: Optical Maser Characteristics of Nd^{3+} in $SrMoO_4$. J. Appl. Phys. **33**, 2 (1962) 757.

1221 Johnson, L. F., R. R. Soden: Optical Maser Characteristics of Trivalent Neodymium in Calcium Fluoride and Strontium Molybdate. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Jan. 1962) 14.

1222 —, R. A. Thomas: Maser Oscillation at 0.9 and 1.35 Microns in $CaWO_4$:Nd^{3+}. Phys. Rev. **131**, 5 (Sept. 1963) 2038—2040.

1223 Johnson, P. D.: Optical Absorption and Diffuse Reflectance of Powders. J. Appl. Phys. **35**, 2 (1964) 334—336.

1224 Johnson, R. E., W. H. McMahan, F. J. Oharek, A. P. Sheppard: A. Ruby Laser Exhibiting Periodic Relaxation Oscillations. Proc. IRE **49**, 12 (1961) 1942—1943.

1225 Johnson, T. S., H. H. Plotkin: A Laser Satellite Tracking Experiment. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. Chang, S. 224—234, Ohio State Univ. 1963.

1226 Jones, O. C.: Methods for Modulating Light at Extreme Frequencies. J. Scient. Instr. **41**, 11 (1964) 653—661.

1227 Jones, R. C.: Information Capacity of a Beam of Light. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 493—501.

1228 Jordan, T. F., F. Ghielmetti: Quantum Theory of Interference of Light from Two Lasers. Phys. Rev. Lett. **12**, 22 (1. June 1964) 607 bis 609.

1229 —: Operators for Observables in Quantum Optics. Phys. Lett. **11**, 4 (15. Aug. 1964) 289—291.

1230 Jortner, J., S. Choi, J. L. Katz, S. A. Rice: Triplet Energy Transfer and Triplet Interaction in Aromatic Crystals. Phys. Rev. Lett. **11**, 7 (Oct. 1963) 323—326.

1231 Judd, B. R.: Optical Absorption Intensities of Rare Earth Ions. Phys. Rev. **127**, 3 (1962) 750—761.

1232 Junga, F. A., K. F. Cuff, J. S. Blakemore, E. R. Washwell: Significance of Band Structure in Determing Radiative Recombination and Laser Action in the Lead Salt Semiconductors. Phys. Lett. **13** 2 (15. Nov. 1964) 103—105.

1233 Kafalas, P., J. I. Masters, E. M. E. Murray: Photosensitive Liquid Used as a Nondestructive Passive Q-Switch in a Ruby Laser. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2349—2350.

1234 Kainuma, S., T. Sato, T. Toroda, N. Tsuya, H. Inaba: Internal Modulation of Ruby Laser by Ultrasonic Deformation. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 161—162, Tokio.

1235 Kaiser, W.: Der optische Maser. Phys. stat. sol. **2**, 9 (1962) 1117—1145.

1236 —, C. G. B. Garrett, D. L. Wood: Fluorescence and Optical Maser Effects in CaF_2:Sm^{++}. Phys. Rev. **123**, 3 (Aug. 1961) 766—776.

1237 —, —: Two Photon Excitation in CaF_2:Eu^{++}. Phys. Rev. Lett. **7**, 6 (Sept. 1961) 229—231.

1238 —, M. J. Keck: Scattering Losses in Optical Crystals. J. Appl. Phys. **33**, 2 (1962) 762—764.

1239 —, M. Maier: Vibrational Interaction in Mixed Liquids During Stimulated Raman Action. Appl. Phys. Lett. **6**, 2 (15. Jan. 1965) 25—26.

1240 —, H. Lessing: Effects of an Electric Field on the Laser Emission of Ruby. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 6 (1963) 476.

1241 —, —: Effects of an Electric Field on the Laser Emission of Ruby. Z. Physik **176**, 4 (1963) 525—535.

1242 KAISER, W., H. LESSING: Effects of an Electric Field on the Laser Emission of Ruby. Appl. Phys. Lett. **2**, 11 (1. June 1963) 206—208.

1243 —, S. SUGANO, D. L. WOOD: Splitting of the Emission Lines of Ruby by an External Electric Field. Phys. Rev. Lett. **6**, 11 (June 1961) 605 bis 607.

1244 —, D. POHL: Quantitative Analysis of Single-Mode-Operation of a Solid State Laser. Phys. Lett. **12**, 3 (1. Oct. 1964) 185—186.

1245 —, W. G. SPITZER, R. H. KAISER, L. E. HOWARTH: Infrared Properties of CaF_2, SrF_2, and BaF_2. Phys. Rev. **127**, 6 (1962) 1950—1954.

1246 KALITOWSKIJ, N. I., et al.: Erfahrungen mit Gaslasern. Nachr. Leningrader Univ., Ser. Phys. u. Chem. **2** (1964) (russ.) 40—46.

1247 KALLMANN, H.: Stimulated Emission. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 1—11, Polytechnic Press, Brooklyn, N. Y. 1963.

1248 KAMAL, A. K., M. SUBRAMANIAM: Laser Power and Energy Measurement Using Nonlinear Polarization in Crystals. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 601—615. Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1249 —, S. D. SIMS: Proposed Technique for Modulation of Coherent Light. Proc. IRE **49**, 8 (1961) 1331.

1250 —, —: Effect of Temperature on Laser Output. 4th Intern. Conf. on Microwave Tubes, Den Haag, 1962.

1251 —: Laser Abstracts. Volume 1. Plenum Press, New York 1964.

1252 —, M. W. LEVINE, G. L. FULLER: Cathodoluminescence of Ruby. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 329.

1253 KAMINOW, I. P.: Splitting of Fabry-Perot Rings by Microwave Modulation of Light. Appl. Phys. Lett. **2**, 2 (15. Jan. 1963) 41—42.

1254 —: Balanced Optical Discriminator. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 507—510.

1255 —: Electro-Optical Light Modulation. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 201, Ohio State Univ. 1963.

1256 —: Internal Modulation of Optical Masers (Bandwidth Limitations). Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 123—127.

1257 —: Microwave Modulation of the Electro-Optic Effect in KH_2PO_4. Phys. Rev. Lett. **6**, 10 (15. May 1961) 528—530.

1258 —: Propagation Characteristics of Partially Loaded Two-Conductor Transmission Line for Broadband Light Modulators. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 132—136.

1259 —: Temperature Dependence of the Complex Dielectric Constant in KH_2PO_4 — Type Crystals and the Design of Microwave Light Modulators. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1659—1665, Col. Univ. Press, New York 1964.

1260 —, R. C. C. LEITE, S. P. S. PORTO: Raman Spectrum of KH_2PO_4, Using a 6328 Å Optical Maser Source. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 660.

1261 —: Strain Effects in Electrooptic Light Modulators. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 511—516.

1262 KAMINSKII, A. A., L. S. KORNIENKO, L. V. MAKARENKO, A. M. PROKHOROV, M. M. FURSIKOV: Stimulated Emission of Nd^{3+} in CaF_2 at Room Temperature. Sov. Phys. JETP **19**, 1 (July 1964) 262—263. Russ.: **46**, 1 (Jan. 1964) 386—389.

1263 KANTORSKI, J. W., C. G. YOUNG: Diffraction Limited, Single Mode Glass Laser. Western Electr. Show & Conv. No. 14.2 (August 1963) 1—4.

1264 KAPLAN, J. I.: Criterion for Continuous Amplitude Oscillations of Optical Masers. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3411—3412.

1265 KAPLAN, R. A.: Optical Waveguide of Macroscopic Dimensions in Single-mode Operation. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1144—1145.

1266 KAPLAN, J. I., R. ZIER: Model for Transient Oscillations in a Three-Level Optical Maser. J. Appl. Phys. **33**, 7 (1962) 2372—2375.

1267 KAPLAN, R. A.: The Pump-Power Chart for Evaluation of Modes in a Laser Oscillator. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 211—229, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1268 —: Designing Lasers. Electronics **36**, 52 (27. Dec. 1963) 23—28.

1269 KARCZEWSKI, B.: Degree of Coherence of the Electromagnetic Field. Phys. Lett. **5**, 3 (July 1963) 191—192.

1270 KARDASHEV, N. S.: The Transmission of Information by Extraterrestral Civilizations. Electr. Express **6**, 10 (1964) 37—40. Aus: Astronomicheskii Zhurnal 41: 282—287, No. 2, March-April 1964.

1271 KARISS, J.-E., M. N. TOLSTOJ, P. P. FEOFILOV: Über eine stimulierte Strahlung des Neodyms im Einkristall des Bleimolybdates. Optik und Spektroskopie **18**, 1 (1965) (russ.) 177—179.

1272 KARLOV, I. W., A. A. MANENKOV: Paramagnetische Quantenverstärker. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophysik **7**, 1 (1964) (russ.) 5—45.

1273 —, P. M. MARTIROSJAN, R. L. SOROTSCHENKO: Der Einfluß der Verstimmung der Einkopplung auf die Frequenzcharakteristik der Resonatoren paramagnetischer Quantenverstärker. Radiotechnik u. Elektronik **10**, 1 (1965) (russ.) 40—44.

1274 —, A. M. PROKHOROV: Multicavity Quantum Amplifiers. Electr. Express **6**, 2 (1963) 18. Russ.: Radiotekhnika i Elektronika **8**, 3 (March 1963) 453—456.

1275 —, —: Die Grenzsensibilität der Empfänger von elektromagnetischen Strahlungen. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 12 (1964) (russ.) 2088—2093.

1276 KARLSONS, D., T. FALVEY: Q-Switched $CaWO_4$:Nd^{3+} Laser. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3407.

1277 KARLSONS, D., C. W. RENO, W. J. HANNAN: Room-Temperature GaAs Laser Voice-Communication System. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1354—1355.

1278 KARP, S.: Spectrum Properties of Pulse Modulated Lasers. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1264—1265.

1279 KARUBE, N.: Calculated Divergence of Laser Beam from Generalized Spherical Mirror Cavities. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 327—328.

1280 KASPER, J. V. V., G. C. PIMENTEL: Atomic Iodine Photodissociation Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 11 (1. Dec. 1964) 231—233.

1281 KASSEL, S.: Soviet Laser Research. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 216—218.

1282 KASTLER, A.: Le Caractère de "Boson" des Photons et les Fluctuations d'un Faisceau Lumineux. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, 3—11, Col. Univ. Press 1964.

1283 —: Combination of Optical Pumping and Magnetic Resonance Techniques. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 1—7, Ohio State Univ. 1963.

1284 —: Le Rôle de la Dispersion Anormale dans le Fonctionnement. Ann. Phys. **7** (1962) 57—60.

1285 KASTLER, A.: Sur la génération d'hypersons par superposition de deux faisceaux lumineux cohérents dans un diélectrique solide ou liquide. C. r. Acad. Sci. **259**, 25 (1964) 4535–4540.

1286 —: Displacement of Energy Levels of Atoms by Light. J. Opt. Soc. Am. **53**, 8 (1963) 902–910.

1287 —: Atomes à l'Intérieur d'un Interféromètre Perot-Fabry. Appl. Opt. **1**, 1 (1962) 17–24. Appl. Opt. Suppl. **1** (1962) 67–74.

1288 KATZMAN, M., E. FROST: Correlation Optical Radar. Proc. IRE **49**, 11 (1961) 1684.

1289 —, O. LEIFSON: Optical Maser Utilizing Multiple Ruby Sections in Spherical Resonator. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 602.

1290 —, J. W. STROZYK: Regular and Irregular Spiking in a Multimode Spherical Ruby Laser. J. Appl. Phys. **35**, 3 Pt. 1 (1964) 725–727.

1291 —, —: Resonator Influence on Temporal Character of Laser Output. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 433–434.

1292 KAYA, P.: Proposal for Modulating the Output of an Optical Maser. Proc. IRE **50**, 3 (1962) 323.

1293 KECK, P. H.: Continuous Solid-State Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 602.

1294 —, J. J. REDMANN, C. E. WHITE, R. E. DEKINDER, Jr.: A New Condenser for a Sun-Power Continuous Laser. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 827–832.

1295 —, —, —, —: New Condensor for a Sun-Power Continuous Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (1962) 1319.

1296 —, —, —, D. BOWEN: Performance of a Continuous-Wave Neodymium Laser. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 833–838.

1297 —: A Solution for Continuous Pumping of Solid-State Lasers. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Jan. 1962) 15.

1298 —: Pumping Requirements for CW Solid-State Lasers. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Febr. 1962) 118.

1299 —, J. J. REDMAN, C. E. WHITE: Performance of a CW Neodymium Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (1962) 1323.

1300 KEDZIE, R. W., M. KESTIGIAN: PMR of Nd^{3+} in $CaWO_4$ – Model for W Site Substitution. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 124–126.

1301 KEENE, W. H., J. A. WEISS: The Time-Resolved Spectrum of a Neodymium Glass Laser. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 545–547.

1302 KELLINGTON, C. M.: Resonant Harmonic Generation in Ruby. Phys. Rev. Lett. **9**, 2 (15. July 1962) 57–58.

1303 KELLY, C. E.: Donor-Diffused Gallium Arsenide Injection Lasers. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1239–1240.

1304 —: Interactions between Closely Coupled GaAs Injection Lasers. IEEE Trans. ED **12**, 1 (1965) 1–4.

1305 KELLEY, P. L.: Second Harmonic Generation in Solids. J. Phys. Chem. Solids **24**, 9 (1963) 1113–1119.

1306 KEPLER, R. G., J. C. CARIS, P. AVAKIAN, E. ABRAMSON: Triplet Excitation and Delayed Fluorescence in Anthracene Crystals. Phys. Rev. Lett. **10**, 9 (May 1963) 400–402.

1307 KEYES, R. J., T. M. QUIST: Recombination Radiation Emitted by Gallium Arsenide. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1825–1831, Col. Univ. Press, New York 1964.

1308 KEYES, R. J., T. M. QUIST: Recombination Radiation Emitted by GaAs. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1822—1823.

1309 —, —: Injection Luminescent Pumping of $CaF_2:U^{3+}$ with GaAs Diode Lasers. Appl. Phys. Lett. **4**, **3** (Febr. 1964) 50—52.

1310 KEYES, R. W.: Doping of Semiconductors for Injection Lasers. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 602.

1311 KIBLER, L. U., C. A. BURRUS, R. F. TRAMBARULO: Light-Emitting, Formed-Point-Contact Gallium Arsenide and Gallium Arsenide-Phosphide Diodes. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 850—851.

1312 KIEL, A.: Multi-Phonon Spontaneous Emission in Paramagnetic Crystals. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 765—772, Col. Univ. Press, New York 1964.

1313 —: Spin-Lattice Relaxation in the $2P_3$ (2E) State of Ruby. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. R. SINGER, S. 417—425, Col. Univ. Press, New York 1961.

1314 KIKUCHI, C., J. LAMBE, G. MAKHOV, R. W. TERHUNE: Ruby as a Maser Material. J. Appl. Phys. **30**, 7 (1959) 1061—1067.

1315 KILLPATRICK, J., H. GUSTAFSON, L. WOLD: Alignment Characteristics of a He-Ne Optical Maser. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1521.

1316 KIM, H., S. NAMBA: Beam Angle and Output Energy of Ruby Laser in External Mirror Alignment. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 5 (1964) 305—306.

1317 KING, M., M. KAINER: Some Parameters of a Laser-Type Beyond the Horizon Communication Link. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 137—141.

1318 KINGSLAND, D. O.: A Ruby Laser Diagnostic Plasma Probe. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 196—197.

1319 KINGSLEY, J. D., G. E. FENNER: Stimulated Emission from P-N Junctions. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1883—1890, Col. Univ. Press, New York 1964.

1320 —, —, R. N. HALL: Spectral Characteristics of Stimulated Emission from GaAs Junctions. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 76—84, Ohio State Univ., 1963.

1321 —, J. S. PRENER: Spectroscopy and Luminescence Properties of CaF_2:Eu. Phys. Rev. **126**, 2 (1962) 458—465.

1322 KINGSTON, R. H.: Parametric Amplification and Oscillation at Optical Frequencies. Proc. IRE **50**, 4 (1962) 472.

1323 —, A. L. WHORTER: Electromagnetic Mode Mixing in Nonlinear Media. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 4—12.

1324 KINOSHITA, K., T. SUZUKI: Measurement of Mean Laser Output Power. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 12 (1964) 811—812.

1325 KISLIUK, P. P., W. S. BOYLE: The Pulsed Ruby Maser as a Light Amplifier. Proc. IRE **49**, 11 (1961) 1635—1639.

1326 KISLIUK, P., A. L. SCHAWLOW, M. D. STURGE: Energy Levels in Concentrated Ruby. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 725—730, Col. Univ. Press, New York 1964.

1327 KISLIUK, P., D. J. WALSH: Interference between Beams from the Opposite Ends of a Ruby Optical Maser. Appl. Opt. **1**, 1 (1962) 45—49.

1328 —, —: "Hole Burning" Effect on the Output Frequency of a Ruby Optical Maser. Bull. Am. Phys. Sos., II **7** (April 1962) 330.

1329 KISS, Z. J.: The $CaF_2:Tm^{2+}$ and the $CaF_2:Dy^{2+}$ Optical Maser Systems. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 805—815, Col. Univ. Press, New York 1964.

1330 —: Energy Levels of Divalent Dysprosium in CaF_2, BaF_2, and SrF_2. Bull. Am. Phys. Soc., II, **7** (Aug. 1962) 445.

1331 —: Energy Levels of Divalent Thulium in CaF_2. Phys. Rev. **127**, 3 (Aug. 1962) 718—724.

1332 —: Divalent Rare-Earth in CaF_2 as Optical Maser Materials. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 7—20, Ohio State Univ., 1963.

1333 —: Zeeman Tuning of the $CaF_2:Tm^{2+}$ Optical Maser. Appl. Phys. Lett. **2**, 3 (Febr. 1963) 61—62.

1334 —: Pulsed and Continuous Optical Maser Action in $CaF_2:Dy^{2+}$. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1531—1532.

1335 —: Zeeman Tuning and Internal Modulation of the $CaF_2:Dy^{2+}$ Optical Maser. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 271—275, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1336 —: Zeeman Tuning and Internal Modulation of the $CaF_2:Dy^{2+}$ Laser. Appl. Phys. Lett. **3**, 9 (Nov. 1963) 145—148.

1337 —, R. C. DUNCAN, Jr.: Pulsed and Continuous Optical Maser Action in $CaF_2:Dy^{2+}$. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1531.

1338 —, —: Optical Maser Action in $CaF_2:Tm^{2+}$. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1532—1533.

1339 —, —: Cross-Pumped Cr^{3+}-Nd^{3+}: YAG Laser System. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (15. Nov. 1964) 200—202.

1340 —, H. R. LEWIS, R. C. DUNCAN, Jr.: Sun Pumped Continuous Optical Maser. Appl. Phys. Lett. **2**, 5 (1. March 1963) 93—94.

1341 KLASS, P. J.: Ring Laser Device Performs Rate Gyro Angular Sensor Functions. Avionics **78** (Febr. 1963) 98—99.

1342 —: Laser Flowmeter Measures Gases, Fluids. Aviation Week **82**, 2 (11. Jan. 1965) 75—77.

1343 KLEEN, W.: Laser. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 1—7.

1344 KLEIN, H. A.: Masers and Lasers. J. B. Lippincott Co., New York 1963.

1345 KLEINMANN, D. A., P. P. KISLIUK: Discrimination against Unwanted Orders in the Fabry-Perot Resonator. Bell Syst. Techn. J. **41**, 2 (1962) 453—462.

1346 —: Laser and Two-Photon Processes. Phys. Rev. **125**, 1 (Jan. 1962) 87—88.

1347 —: Second-Harmonic Generation of Light in Very Thick Crystals. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 2 (1964) 143.

1348 —, : The Maser Rate Equations and Spiking. Bell Syst. Techn. J., **43**, 4 Part II (July 1964) 1505—1532.

1349 —: Theory of Second Harmonic Generation of Light. Phys. Rev. **128**, 4 (15. Nov. 1962) 1761—1775.

1350 KLEMENS, P. G.: The Thermal Resistivity of Ruby in the Optically Excited State. Appl. Phys. Lett. **2**, 4 (Febr. 1963) 81—83.

1351 KLEMENTJEW, W. M.: Die gerichtete Strahlung von einem Resonanzsystem des Fabry-Perot-Typs. Radiotechnik u. Elektronik (russ.) **10**, 2 (Febr. 1965) 367—370.

1352 KLINGER, H. H.: Laser-Grundlage, Wirkungsweise und Anwendungen. Frank'sche Verlagsbuchh. Stuttgart 1964.

1353 Klyshko, D. N., W. P. Yarygin: Multiquantum Transition in the Radio Frequency Range. Sov. Phys. JETP **19**, 6 (Dec. 1964) 1354–1358. Russ.: **46**, 6 (June 1964) 2011–2016.

1354 Knecht, W. L.: Initial Energies of Laser-Induced Electron Emission from W. Appl. Phys. Lett. **6**, 6 (15. March 1965) 99–100.

1355 Knestrick, G. L., J. A. Curcio: Transmission of Ruby Laser Through Water. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 514.

1356 Knop, C. M.: The Dispersion Properties of Air as a Possible Limitation on the Maximum Useable Bandwidth of Coherent Optical Communication Systems. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 319–320.

1357 Kobayashi, H., T. Cikado: A New Gas Laser Tube Using Hollow Cathode Gas Discharge. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 157–158, Tokio.

1358 Koehler, T. R., J. P. Goldsborough: Three-Reflector Optical Cavity for Mode Discrimination. Bull. Am. Phys. Soc., II, **7** (Aug. 1962) 446.

1359 Koester, C. J., R. F. Woodcock, E. Snitzer: Interactions between two Nd^{3+} Glass Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1703–1710, Col. Univ. Press, New York 1964.

1360 —, E. Snitzer: Amplification in a Fiber Laser. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1182–1186.

1361 —, D. A. LaMarre: Optimizing the Parameters for an End-Pumped Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 595.

1362 —, E. Snitzer: Experimental Laser Retina Coagulator. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 607.

1363 —, —: Fiber Laser as a Light Amplifier. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 515.

1364 Kogelnik, H.: Imaging of Optical Modes – Resonators with Internal Lenses. Bell. Syst. Techn. J. **44**, 3 (1965) 455–494.

1365 —, C. K. N. Patel: Mode Suppression and Single Frequency Operation in Gaseous Optical Masers. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2365 bis 2366.

1366 —, S. P. S. Porto: Continuous He-Ne Red Laser as a Raman Source. J. Opt. Soc. Am. **53**, 12 (1963) 1446–1447.

1367 —, —: Gas-Laser Induced Raman Effects in CCl_4, CS_2 and C_6H_6. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 7 (1963) 531.

1368 —, W. W. Rigrod: Visual Display of Isolated Optical-Resonator Modes. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 220.

1369 —, A. Yariv: Considerations of Noise and Schemes for its Reduction in Laser Amplifiers. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 165–173.

1370 Kohler, R.: Preliminary Solutions to the Problem of a Bound Electron in a Laser Field. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 77.

1371 Kolesnikov, A. A., U. I. Uritzkii: Über die Möglichkeit der Erzeugung von negativen Temperaturen in einem Beimischungshalbleiter. II Impulserregung. Nachr. Techn. Hochsch. UDSSR Ser. Physik. 2 (1964) (russ.) 23–27.

1372 —, —: Über die Möglichkeit der Erzeugung von negativen Temperaturen in einem Beimischungshalbleiter. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophysik **7**, 2 (1964) (russ.) 171–173.

1373 Kolotnikow, Ju. D., Ju. W. Troitzkij, W. P. Tschebotajew: Ein plan parallees Glasplättchen im Resonator für einen optischen Quantenverstärker. Radiotechnik u. Elektronik (russ.) **10**, 2 (Febr. 1965) 370–371.

1374 KONITZER, J., J. LONGO, R. JARKA, H. N. HERSCH: Irradiation Control of the Oxidation State in Fluorite Crystals Containing Samarium. Nature **193**, 4811 (1962) 157–158.

1375 KONIUKHOV, V. K., L. A. KULEVSKII, A. M. PROKHOROV: Investigating a Ruby Laser at Liquid Nitrogen Temperature. Soviet Physics Doklady **8**, **3** (Sept. 1963) 298–299. Russ.: **149**, **3** (March 1963) 571–572.

1376 —, —, —: Internal Oscillation Modes of a Ruby Laser. Soviet-Physics-Doklady **9**, 2 (Aug. 1964) 157–158. Russ.: **154**, 5 (Febr. 1964) 1072 bis 1074.

1377 —, —, —: Stimulated Optical Emission from Ruby at Liquid Nitrogen Temperature. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, 1067–1070. Columbia Univ. Press, New York 1964.

1378 —, —, —: Ruby Laser with Generation Duration of 10 Milliseconds. Sov. Phys. JETP **18**, **3** (March 1964) 588–591. Russ.: **45**, 4 (Oct. 1963) 857–862.

1379 —, —, —, A. K. SOKOLOV: Spectrum of a Ruby Laser with External Spherical Mirrors. Soviet-Physics-Doklady **9**, 10 (April 1965) 875–877. Russ.: **158**, 4 (Oct. 1964) 824–826.

1380 KONNERTH, K., C. LANZA: Delay between Current Pulse and Light Emission of a Gallium Arsenide Injection Laser. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 120–122.

1381 KOOZEKANANI, S., P. P. DEBEYE, A. KRUTCHKOFF, M. CIFTAN: Measurements of the Laser Output. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 207.

1382 KOOZEKANANI, S., M. CIFTAN, A. KRUTCHKOFF: Observation of Quasi cw Operation of an Optical Ruby Maser. Appl. Opt. **1**, **3** (1962) 372–373.

1383 KOPWILLEM, U. H., W. R. NAGIBOROW: Theorie der Linienform der optischen und Mikrowellenabsorption. Festkörperphys. **5**, 10 (1963) (russ.) 2940–2950.

1384 KOROBKIN, V. V., A. M. LEONTOVICH: Coherence and Time Scanning of the Emission Spectra of a Ruby Laser. Sov. Phys. JETP **17**, 6 (Dec. 1963) 1242–1245. Russ.: **44**, 6 (June 1963) 1847–1851.

1385 —, A. V. USPENSKII: On the Theory of the Pulsations in the Output of the Ruby Laser. Sov. Phys. JETP **18**, 3 (March 1964) 693–697. Russ.: **45**, 4 (Oct. 1963) 1003–1008.

1386 KORPEL, A., J. FREE: Competition between Internal and External Modes of a Ruby Laser. Proc. IEEE **52**, 5 (1964) 619–620.

1387 KOSONOCKY, W. F.: Feasibility of Neuristor Laser Computers. Report 19, RCA Labor.: Opt. Processing of Inform. 255–280.

1388 KOSTER, G. F., H. STATZ: Probabilities for the Neon Laser Transitions. J. Appl. Phys. **32**, 10 (1961) 2054.

1389 KOTIK, J., M. C. Newstein: Theory of Laser Oscillations in Fabry-Perot Resonators. J. Appl. Phys. **32**, 2 (1961) 178–186.

1390 KREMEN, J.: Proposed Pumping Scheme for Continuous Laser. Appl. Opt. **1**, 6 (1962) 773–775.

1391 KRIWOSCHTSCHEKOV, G. W., J. M. KIRIN, S. I. MARENIKOV: Untersuchung der Bedingungen zur Erzeugung der zweiten Harmonischen durch optische Quantengeneratoren in $NH_4H_2PO_4$. Nachr. der sibirischen Abt. Akad. Wiss. UDSSR, Ser. Techn. Wiss. 2 (1964) (russ.) 120 bis 121.

1392 Krolik, C. C., H. I. Mandelberg, W. J. Condell: Dependence of Absorption Frequency on Intensity. Appl. Opt. **3**, 1 (1964) 155—156.

1393 Kroll, N. M.: Parametric Amplification in Spatially Extended Media and Application to the Design of Tuneable Oscillators at Optical Frequencies. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 110—114.

1394 —: Parametric Amplification in Spatially Extended Media and Application to the Design of Tuneable Oscillators at Optical Frequencies. Phys. Rev. **127**, 4 (Aug. 1962) 1207—1211.

1395 —: Excitation of Hypersonic Vibrations by Means of Photoelastic Coupling of High-Intensity Light Waves to Elastic Waves. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 34—43.

1396 Kroemer, H.: A Proposed Class of Hetero-Junction Injection Lasers. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1782—1783.

1397 Krokhin, O. N: Untersuchungen über Quantenphysik. Nachr. Akad. Wiss. UDSSR 4 (1964) (russ.) 158—160.

1398 —: Einige Fragen der Generation der optischen Strahlung. Nachr. Akad. Wiss. UDSSR **8**, 8 (1963) (russ.) 62—69.

1399 —: Aufheizung eines Plasmas durch die Strahlung eines optischen Generators. Z. Techn. Phys. **34**, 7 (1964) (russ.) 1324—1327.

1400 Kropp, J. L., M. W. Windsor: Enhancement of Fluorescence Yield of Rare-Earth Ions by Heavy Water. J. Chem. Phys. **39**, 10 (1963) 2769—2770.

1401 Krupke, W. F., J. B. Bruber: Energy Levels of Er^{3+} in LaF_4 and Coherent Emission at 1,61 μ. J. Chem. Phys. **41**, 5 (1964) 1225—1232.

1402 Krupnov, A. F., W. A. Skwortzov: Four-Millimeter Molecular Beam Generator Based on the 1_{01}—0_{00} Transition in the CH_2O Molecule. Sov. Phys. JETP **18**, 1 (Jan. 1964) 74—75. Russ.: **45**, 1 (July 1963) 101—102.

1403 —, —: Über einen Molekulargenerator des 4 mm-Bereiches für ein Molekülbündel in Formaldehyd. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **6**, 3 (1963) (russ.) 513—517.

1404 —, —: Über die Form der spektralen Linie im Molekülbündel. Nachrichten der Hochschulen der UDSSR, Serie Radiophys. **7**, 5 (1964) (russ.) 991—992.

1405 Kryle, N. N.: Paramagnetische Quantenverstärker und Generatoren (Maser). Vorlesungen Leningrad 1964 (russ.)

1406 Kubarev, A. M., V. I. Piskarev: Some Results of an Experimental Investigation of the Effect of a Magnetic Field on the Radiation Spectrum of a Ruby Laser. Sov. Phys. JETP **19**, 2 (Aug. 1964) 345—348. Russ.: **46**, 2 (Febr. 1964) 508—510.

1407 Kabota, K., K. Hayashi: Optical Maser Oscillation in Ruby. J. Phys. Soc. Japan **16**, (1961) 2063.

1408 —: Measurement of Optical Maser Oscillation in Ruby. J. Phys. Soc. Japan **17** (1962) 570—571.

1409 Kukolich, S. G.: Ammonia Maser with Separated Oscillating Fields. Quarterly Progress Report **72** (15. Jan. 1964) 8—11.

1410 Kulevsky, L. A., P. P. Pashinin, A. M. Prokhorov: Travelling Wave Ruby Optical Maser. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1065—1070, Col. Univ. Press, New York 1964.

1411 Kurnit, N. A., I. D. Abella, S. R. Hartmann: Observation of a Photon Echo. Phys. Rev. Lett. **13**, 19 (9. Nov. 1964) 567—568.

1412 KURNIT, N· A., I. D. ABELLA, S. R. HARTMANN: Simple Theory of the Photon Echo. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 659.

1413 KUZNETSOVA, T. I., S. G. RAUTIAN: Instability of the Process of Generation of Monochromatic Radiation in Solid-State Optical Masers. Sov. Phys.-Solid State, **5**, 8 (Febr. 1964) 1535–1542.

1414 KUSNETZOVA, T. I., S. G. RAUTIAN: Einfache Lösung der Wellengleichung für eine Schicht mit negativem Absorptionskoeffizienten unter Berücksichtigung der Sättigung. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **7**, 4 (1964) (russ.) 682–692.

1415 KUZNETZOV, A. A., D. I. MASCH: Arbeitsbedingungen eines optischen Quantenverstärkers im He-Ne-Gemisch im mittleren infraroten Spektralbereich. Radiotechnik u. Elektronik (russ.) **10**, 2 (Febr. 1965) 376–388.

1416 KUZNETZOV, A. A., et al.: Operating Conditions of an Optical Quantum generator (Laser) in Ne-He and Xe-He gas Mixtures. Radio Engineering & Electr. Phys. **9**, 10 (Oct. 1964) 1576–1579. Russ. **9**, 10 (1964) 1893–1897.

1417 KRAVTZOV, N. W.: The Possibility of Recording High-Frequency Radiation at Lower Frequencies. Sov. Phys. Doklady **8**, 7 (Jan. 1964) 685. Russ.: **151**, 2 (July 1963) 314.

1418 LABUDA, E. F., E. I. GORDON: Microwave Determination of Average Electron Energy and Density in He-Ne Discharges. J. Appl. Phys. **35**, 5 (1964) 1647–1648.

1419 LADANY, I.: Some Observations on Triangular GaAs Lasers. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1353–1354.

1420 LAFF, R. A., W. P. DUMKE, F. H. DILL, Jr., G. BURNS: Directionality Effects of GaAs Light-Emitting Diodes: Part II. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 63–65.

1421 LAINE, D. C., R. C. STRIVASTAVA, A. L. S. SMITH, D. J. E. INGRAM: The Ammonia Maser Oscillator as a Detector of Stimulated Emission in the Far Infrared. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 617–626, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1422 —: A Proposal for a Tunable Source of Radiation for the Far Infrared Using Beats Between Optical Masers. Nature **191**, 4790 (1961) 795–796.

1423 LAMB, W. E., Jr.: Theory of an Optical Maser. Phys. Rev. **134**, 6A (15. June 1964) A1429–A1450.

1424 —: Angular Distribution of Stimulated Emission. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 370–371, Columbia University Press, New York 1961.

1425 LAMORTE, M. F., R. B. LIEBERT, T. GONDA: CW Operation of GaAs Injection Lasers. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1257–1258.

1426 —, —: P-N Junctions as Radiation Sources. Electronics **37**, 20 (1964) 61–65.

1427 LAMPIS, G., C. A. SACCHI, O. SVELTO: Pump Energy Absorption in a Ruby Rod. Appl. Opt. **3**, 12 (1964) 1467–1470.

1428 LANG, K. L., F. S. BARNERS: Shock Waves in Xenon Flashtubes and Tube Deterioration. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 107–110.

1429 LANGMUIR, R. V.: Scattering of Laser Light. Appl. Phys. Lett. **2**, 2 (1963) 29.

1430 LARSEN, T. L.: The Effect of Cu Impurities on Infrared Electroluminescence in GaAs P-N Junctions. Appl. Phys. Lett. **3**, 7 (1963) 113–115.

1431 LASHER, G. J.: A Quantum-Statistical Treatment of the Channel Capacity of Information Theory. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 520—537, Columbia University Press, New York 1961.

1432 —: Analysis of a Proposed Bistable Injection Laser. Solid-State Electronics **7**, 10 (1964) 707—716.

1433 —: Threshold Relations and Diffractions Loss for Injection Lasers. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 58—61.

1434 —, A. B. FOWLER: Mutually Quenched Injection Lasers as Bistable Devices. IBM J. **8**, 4 (Sept. 1964) 471—475.

1435 —, A. H. NETHERCOT, Jr.: Theory of Optical Frequency Mixing in Bulk Photoconductors. J. Appl. Phys. **34**, 7 (1963) 2122—2123.

1436 —, W. V. SMITH: Thermal Limitations on the Energy of a Single Injection Laser Light Pulse. IBM J. Res. & Dev. **8**, 5 (1964) 532—536.

1437 —, F. STERN: Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors. Phys. Rev. **133**, 2A (Jan. 1964) A 553—A 563.

1438 LA TOURETTE, J. T., S. F. JACOBS, P. RABINOWITZ: Improved Laser Angular Brightness through Diffraction Coupling. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 981—982.

1439 LAURES, P., L. DANA, C. FRAPARD: Nouvelles Transitions Laser dans le Domaine 0,43—0,53 μ Obtenues à Partir du Spectre du Krypton Ionisé. C. R. Acad. sci. **258**, 26 (1964) 6363—6365.

1440 LAVINE, J. M., et al.: GaAs Injection Lasers. Electronic Progress **7**, **4** (1963) 17—20.

1441 —, A. A. IANNINI: Temperature Dependence of the Multimode Behavior of GaAs Lasers. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 402—405.

1442 LAW, R. R.: Proposed Experimental Test of Cosmological Theory by Infrared Measurements. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1180—1190.

1443 LAWRENCE, L. G.: Grundlagen der Lasertechnik. Verlag Winter, Bremen 1964.

1444 LAX, B.: Semiconductor Masers. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 119—130, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1445 —: Semiconductor Lasers. Science **141**, 3587 (1963) 1247—1255.

1446 —, J. G. MAVROIDES: Solid-State Devices other than Semiconductors. Proc. IRE **50**, 5 (1962) 1011—1024.

1447 —: Cyclotron Resonance Maser. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 465—480, Columbia University Press, New York 1961.

1448 —: Quantum Electronics Comes of Age. Microwave J. **6**, 6 (1963) 14—16.

1449 —: Cyclotron Resonance and Impurity Levels in Semiconductors. Quantum Electronics, Ed. C. H. TOWNES, S. 428—449, Columbia Univ. Press, New York 1960.

1450 LEBEDEV, I. V., V. V. LEBEDEVA: Operation of Transmission-Type Negative Conductance Amplifiers in the Microwave and Optical Bands. Radio Eng. & Electr. Phys. **8**, 2 (1963) 194—202.

1451 —, —: Eigenschaften der Durchgangsquantenverstärker. Optik u. Spektr. **15**, 3 (1963) (russ.) 413—420.

1452 LEGAY, F., N. LEGAY-SOMMAIRE: Sur les possibilités de réalisation d'un maser optique utilisant l'énergie de vibration des gaz excités par l'azote activé. C. r. Acad. **259**, 1 (1964) 99—102.

1453 LEIB, K. G.: Polarization as Modulation Control. Appl. Opt. **3**, 9 (1964) 1088.

1454 LEITE, R. C. C., S. P. S. PORTO: A Simple Method for Calibrating of Ruby Laser Output. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 606—607.
1455 —, R. S. MOORE, J. R. WHINNERY: Low Absorption Measurements by Means of the Thermal Lens Effect Using an He-Ne Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 7 (1. Oct. 1964) 141—143.
1456 —, J. E. RIPPER, P. A. GUGLIELMI: Laser-Excited Photoluminescence of Overcompensated P^+ GaAs and the Band-Filling Model. Appl. Phys. Lett. **5**, 9 (1. Nov. 1964) 188—190.
1457 —, A. YARIV: On Mode Confinement in P-N-Junctions. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1035—1036.
1458 LEMMOND, C. Q., L. H. STAUFFER: Energy from Beam as Working Tools. IEEE Spectrum **1**, 7 (1964) 67—80.
1459 LEMPICKI, A., H. SAMELSON: Laser Action in a Solution of a Europium Chelate. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 347—355, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.
1460 —, —: Stimulated Processes in Organic Compounds. Appl. Phys. Lett. **2**, 8 (15. April 1963) 159—161.
1461 —, —, C. BRECHER: Laser Phenomena in Europium Chelates. IV Characteristics of the Europium Benzoylactonate Laser. J. Chem. Phys. **41**, 5 (1964) 1214—1224.
1462 LENGYEL, B. A.: Lasers. Wiley & Sons, Inc., New York 1962.
1463 —: Scientific Publications on Lasers (to Dec. 1962). Res. Rep. 260 Hughes Res. Lab., Malibu, California.
1464 —, I. M. GREEN: Scientific Publications on Lasers (to June 1963). Research Rep. 285, Hughes Res. Lab., Malibu, California.
1465 —, W. G. WAGNER: Calculation of Giant Pulse Formation in Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1427 bis 1436. Col. Univ. Press, New York 1964.
1466 LENZ, K.: Erfahrungen mit Rubinlasern. Monatsbericht der Dtsch, Akad. Wiss. Berlin **5**, 4 (1963) 259—260.
1467 LEONARD, D. A., J. C. KECK, M. M. LITVAK: Population Inversion Between Bound and Repulsive Molecular Electronic States by Two-Temperature Equilibrium. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1785—1786.
1468 —, M. M. LITVAK: Population Inversion Between Bound and Repulsive Molecular Electronics States. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 7 (1963) 530.
1469 LEONTOVICH, A. M., A. P. VEDUTA: Mode Excitation and an Explanation of the Divergence of the Radiation from a Ruby Laser. Sov. Phys. JETP **19**, 1 (July 1964) 51—58. Russ.: **45**, 1 (Jan. 1964) 71—79.
1470 LEVETIN, M. S., P. A. TUCK: Design and Construction of a Ruby Laser. Nerem Record 1962, 192—193.
1471 LEVI, L.: Modern Performance Analysis of Optical Systems in Communication and Data Processing Systems. Trans. IEEE Vol. CS-**12**, 2 (1964) 229—237.
1472 LEVINE, A. K.: Lasers. Am. Scientist, **51** (March 1963) 14—31.
1473 LEVINE, M. W., M. SUBRAMANIAN: Saturation of the Cathodoluminescence of Ruby. Appl. Phys. Lett. **6**, 5 (1. March 1965) 87—89.
1474 LEVINSTEIN, H. J., G. M. LOIACONO, K. NASSAU: Calcium Tungstate. II. Observation of Dislocation. J. Appl. Phys. **34**, 12 (1963) 3603 bis 3608.

1475 Levitt, R. S., M. H. Pilkuhn: Self-Induced Oscillations in the Stimulated Light Emission from GaAs Injection Lasers. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 869.

1476 Li, T.: Mode Selection in an Aperture-Limited Concentric Maser Interferometer. Bell Syst. Techn. J. **42**, 6 (1963) 2609–2619.

1477 —: Dual Forms of the Gaussian Beam Chart. Appl. Opt. **3**, 11 (1964) 488–489.

1478 —, S. D. Sims: Observations on the Pumplight Intensity Distribution of a Ruby Optical Maser with Different Pumping Schemes. Proc. IRE **50**, 4 (1962) 464–465.

1479 —, —: A Calorimeter for Energy Measurements of Optical Masers. Appl. Opt. **1**, 3 (1962) 325–328.

1480 Liben, W., L. A. Twigg, Jr.: A Variable Ultrasonic Electro-Optical Delay Line and a New Ultrasonic-Optical Effect in Fused Quartz. J. Appl. Phys. **33**, 1 (1962) 249.

1481 Lichtman, D., J. F. Ready: Laser Beam Induced Electron Emission. Phys. Rev. Lett. **10**, 8 (April 1963) 342–344.

1482 Linares, R. C.: Growth of Garnet Laser Crystals. Solid State Comm. **2**, 8 (1964) 229–231.

1483 Lincoln, K. A.: Thermal Radiation Characteristics of Xenon Flashtubes. Appl. Opt. **3**, 3 (1964) 405–412.

1484 Lindsay, P. A., S. F. Paik, K. D. Gilbert, S. A. Rooney: Optical Mixing in Phototubes. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2380–2381.

1485 Linlor, W. I.: Ion Energies Produced by Laser Giant Pulse. Appl. Phys. Lett. **3**, 11 (1. Dec. 1963) 210–211.

1486 —: Some Properties of Plasma Produced by Laser Giant Pulse. Phys. Rev. Lett. **12**, 14 (1964) 383–385.

1487 Linz, A., Jr., R. E. Newnham: Ultraviolet Absorption Spectra in Ruby. Phys. Rev. **123**, 2 (July 1961) 500–501.

1488 Lipnick, R., A. Reich, G. A. Schoen: Nonmechanical Scanning of Light Using Acoustic Waves. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 853–854.

1489 —, —, —: Nonmechanical Scanning of Light in one and two Dimensions. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 321.

1490 Lipsett, M. S., L. Mandel: Temporal Coherence Between Superposed Light Beams from Two Ruby Optical Masers. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1271–1276. Col. Univ. Press, New York 1964.

1491 —, —: Coherence Time Measurements of Light from Ruby Optical Masers. Nature **199**, 4893 (August 1963) 553–555.

1492 —, —: Quasi-Continuous Output from a Ruby Optical Maser. Nature **197**, 4867 (1963) 547–548.

1493 —, —: The Determination of Optical Bandwidth from Photoelectric Mixing Experiments with Ruby Lasers. Appl. Opt. **3**, 5 (1964) 643.

1494 —, M. W. P. Strandberg: Mode Control in Ruby Optical Masers of Elastic Deformation. Appl. Opt. **1**, 3 (1962) 343–358.

1495 Liu, I. D., N. S. Kapany: Coherence and Radiation Characteristics of Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 594.

1496 Lockwood, R. C., Jr.: Laser Communications Systems Leave the Lab. Microwaves **3**, 8 (1964) 6–10.

1497 LOCQUIN, M.: Micro-Usinage Photonique par Laser. Electronique Industr. Nucléaire 68 (1963) 366—368, 378.

1498 LONG, R. K.: Atmospheric Attenuation of Ruby Lasers. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 859—860.

1499 LONG, L. T., R. L. CONGER: Argon Tube Pumped Laser. Appl. Opt. **3**, 1 (1964) 156.

1500 LONG, R. K., T. H. LEWIS: Water Vapor Absorption Studies with a He-Ne Optical Maser. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 209—224, Ohio State Univ., 1963.

1501 LOTSCH, H. K. V.: On the Physical Formulation of the Fabry-Perot Interferometer Used as a Laser Resonator. Phys. Lett. **12**, 2 (15. Sept. 1964) 99—101.

1502 —: Note Concerning The Analogy Between The Fabry-Perot Interferometer And The Iris-Type Beam Waveguide. Phys. Lett. **11**, 3 (1. Aug. 1964) 221—222.

1503 —: On the Boundary Conditions for an Optical Resonator. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 729.

1504 —: Multimode Resonators with a Small Fresnel Number (Lowest-Order Eigenmodes). Z. Naturforsch. **20**a, 1 (1965) 38—48.

1505 —: Comments on the Self-Consistent Field Technique for Optical Resonators. Phys. Lett. **13**, 3 (1. Dec. 1964) 220—221.

1506 LOUDON, R.: Theory of Stimulated Raman Scattering from Lattice Vibrations. Proc. Phys. Soc. **82**, 527 (1963) 393—400.

1507 LOUISELL, W. H.: Quantum Fluctuations in Masers with Loss. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 65—69, Col. Univ. Press, New York 1964.

1508 —: Noise and Radiation in Quantum Electron. McGraw Hill, New York 1964.

1509 —: Amplitude and Phase Uncertainty Relations. Phys. Lett. **7**, 1 (Oct. 1963) 60—61.

1510 LOW, W.: X-Ray-Induced Fluorescence of Ruby. Appl. Phys. Lett. **5**, 2 (15. July 1964) 35—37.

1511 —: High-Field Measurement of ESR Spectra of Dy^{3+} in the Cubic Field of CaF_2. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 2 (1964) 143.

1512 —: Fluorescence of Ruby under X-Ray Excitation. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 499.

1513 —: Optical Properties of Paramagnetic Solids. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. TOWNES, S. 410—428, Columbia University Press, New York 1960.

1514 —: Optical Spectra of Paramagnetic Solids. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 138—155, Columbia University Press, New York 1961.

1515 —, J. MAKOVSKY, S. YATSIV: Fluorescence of Rare Earth Ions upon X-Ray Excitation. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 655—671, Col. Univ. Press, New York 1964.

1516 LUCK, D. G. C.: Some Factors Affecting Applicability of Optical-Band Radio (Coherent Light) to Communication. RCA Rev. **22**, 3 (Sept. 1961) 359—409.

1517 LUCK, C. F., Jr.: Experimental CW Solid State Lasers. Electronic Progress **7**, 4 (1963) 12—16.

1518 LUCK, C. F., Jr., R. A. PAANANEN: Disign of Helium-Neon Gaseous Optical Maser. Proc. IRE **49**, 12 (1961) 1954—1955.

1519 LUCOVSKY, G., R. B. EMMONS, B. HARNED, J. K. POWERS: Detection of Coherent Light by Heterodyne Techniques Using Solid State Photodiode. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1731—1738, Col. Univ. Press, New York 1964.

1520 —, —: Avalanche Multiplication in InAs Photodiodes. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 180.

1521 —, M. E. LASSER, R. B. EMMONS: Coherent Light Detection in Solid-State Photodiodes. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 166—172.

1522 —, C. J. REPPER: Radiative Recombination through Impurity Levels in GaAs p-n Junctions. Appl. Phys. Lett. **3**, 5 (1. Sept. 1963) 71—72.

1523 —, R. F. SCHWARZ, R. B. EMMONS: Photoelectric Mixing of Coherent Light in Bulk Photoconductors. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 613—614.

1524 —, A. J. VARGA: Effects of Acceptor Concentration Gradients in GaAs Junctions on the Energy of the Fluorescence Peak. J. Appl. Phys. **35**, 11 (1964) 3419.

1525 LUCY, R. F.: An Experimental Photomixer Image Tube. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 162—165.

1526 LUDMAN, J. E.: Analysis of Transients and Stability in an Idealized Two-Level Laser System. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 862—863.

1527 LUGOVOY, V. N.: Cyclotron Resonance in a Variable Magnetic Field. Sov. Phys. JETP **14**, 5 (May 1962) 1113—1115. Russ.: Vol. **41**, 5 (Nov. 1961) 1562—1565.

1528 LUGOJEW, W. N.: Über die Stabilität der sinuoidalen Schwingungen des Molekulargenerators. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **7**, 4 (1964) (russ.) 792—796.

1529 LYLE, J. W.: Refractive Index of $SrMoO_4$ Synthetic Single Crystal. J. Opt. Soc. Am. **53**, 5 (1963) 637.

1530 LYONS, H., M. L. BHAUMIK: Rare Earth Chelates and the Molecular Approach to Lasers. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET. N. BLOEMBERGEN, S. 699—708, Col. Univ. Press, New York 1964.

1531 LYTTOLIS, J., M. M. RAMSAY, R. R. TEESDALE: Time Characteristics of Light Pulses from Gallium Arsenide Lasers. Nature **199**, 4898 (1963) 1083—1085.

1532 MACE, P. N., G. MCCALL: The Effect of Optical Pump Pulse Shape on Ruby Inversion. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 74.

1533 MACEK, W. M., D. T. M. DAVIS, Jr.: Rotation Rate Sensing with Traveling-Wave Ring Lasers. Appl. Phys. Lett. **2**, 3 (1. Febr. 1963) 67—68.

1534 LYONS, H.: Masers, Iraser and Laser. Astronautics **5** (May 1960) 100 bis 104.

1535 MACEK, W. M., D. T. M. DAVIS, Jr., R. W. OLTHUIS, J. R. SCHNEIDER, G. R. WHITE: Ring Laser Rotation Rate Sensor. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 199—209, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1536 —, —, —, —, —: Ring Laser Rotation Rate Sensor. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1313—1317, Col. Univ. Press, New York 1964.

1537 —, J. R. SCHNEIDER, R. M. SALOMON: Measurement of Fresnel Drag with the Ring Laser. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2556—2557.

1538 MACEK, W. M., R. KROEGER, J. R. SCHNEIDER: Microwave Modulation of Light. IRE Int. Conv. Rec. **10**, Pt. 3 (March 1962) 158—176.

1539 MCCALL, S. L., L. W. DAVIS: Observation of Continuous-Wave Optical Harmonics. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2921.

1540 MCCLUNG, F. J., R. W. HELLWARTH: Giant Optical Pulsations from Ruby. J. Appl. Phys. **33**, 3 (1962) 828—829.

1541 —, S. E. SCHWARZ, R. W. HELLWARTH, I. J. D'HAENENS, F. J. MEYERS: Optical Maser Action in the R_2 Line in Ruby. Bull. Am. Phys. Soc., II **6** (Dec. 1961) 511.

1542 —, —, F. J. MEYERS: R_2 Line Optical Maser Action in Ruby. J. Appl. Phys. **33**, 10 (1962) 3139—3140

1543 —, R. W. HELLWARTH: Characteristics of Giant Optical Pulsations from Ruby. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 46—53.

1544 —, D. WEINER: Measurement of Raman Scattering Cross Sections for Use in Calculating Stimulated Raman Scattering Effects. J. Opt. Soc. Am. **54**, 5 (1964) 641—643.

1545 MCCLURE, D. S., Z. J. KISS: Survey of the Spectra of the Divalent Rare Earth Ions in Cubic Crystals. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 357—368, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1546 —, R. PIZZO, M. SCHIFF, C. B. ZAROWIN: Laser Oscillation at 1.06 Microns in He-Ne. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 851.

1547 MCCUMBER, D. E.: Theory of Cavity Masers. Phys. Rev. **130**, 2 (April 1963) 675—692.

1548 —: Theory of Phonon-Terminated Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 280.

1549 —: Unified Theory of Steady-State Cavity Masers. Quantum Electronics I Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 95—100. Col. Univ. Press, New York 1964.

1550 —, M. D. STURGE: Linewidth and Temperature Shift of the R Lines in Ruby. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1682—1684.

1551 —: Theory of Phonon-Terminated Optical Masers. Phys. Rev. **134**, 2 A (April 1964) A 299—A 306.

1552 —: Eigenmodes of a Symmetric Cylindrical Confocal Laser Resonator and Their Perturbation by Output-Coupling Apertures. Bell Syst. Techn. J. **44**, 2 (1965) 333—363.

1553 MACDONALD, R. E., M. J. VOGEL, J. W. BROOKMAN: Fluorescence of Europium Tungstate. IBM J. Res. Dev. **6**, 3 (July 1962) 363—364.

1554 MCFARLANE, R. A., W. R. BENNETT, Jr., W. E. LAMB, Jr.: Single Mode Tuning Dip in the Power Output of He-Ne Optical Maser. Apl. Phys. Lett. **2**, 10 (15. May 1963) 189—190.

1555 —: Optical Maser Oscillation on Iso-Electric Transitions in Ar III and Cl II. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1196.

1556 —: Laser Oscillations on Visible and Ultraviolet Transitions of Single and Multiply Ionized Oxygen, Carbon, and Nitrogen. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (1. Sept. 1964) 91—93.

1557 —, W. L. FAUST, C. K. N. PATEL: Oscillations on f-d Transitions in Neon in a Gas Optical Maser. Proc. IEEE **51**, 3 (1963) 468.

1558 —, C. K. PATEL, W. R. BENNETT, Jr.: New He-Ne Optical Maser Transitions. Proc. IRE **50**, 10 (1962) 2111—2112.

1559 McFarlane, R. A., W. L. Faust, C. K. N. Patel, C. G. B. Garrett: Gas Maser Operation at Wavelengths out to 28 Microns. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet. N. Bloembergen, S. 573—586, Col. Univ. Press, New York 1964.

1560 —, —, —, —: Neon Gas Maser Lines at 68,329 μ and 85,047 μ. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 318.

1561 McGless, H. G., G. W. Saeger: Simple, Economical Laser Demodulation. Electr. Industries **22**, 5 (1963) 107—109.

1562 MacKay, D. M.: Unbestimmtheit, Ungewißheit und Informationsgehalt. NTZ **16**, 12 (1963) 617—620.

1563 McKenna, J.: The Focusing of Light by a Dielectric Rod. Appl. Opt. **2**, 3 (1963) 303—310.

1564 —, P. M. Platzman: Nonlinear Interaction of Light in a Vacuum. Phys. Rev. **129**, 5 (1. March 1963) 2354—2360.

1565 McMahon, D. H., A. R. Franklin: Laser Focusing Effects on Second Harmonic Generation in ADP. Appl. Phys. Lett. **6**, 1 (1. Jan. 1965) 14—16.

1566 McMullin, P. G.: Precise Wavelength Measurement of Infrared Optical Maser Lines. Appl. Opt. **3**, 5 (1964) 641—642.

1567 McMurtry, B. J.: Investigation of Ruby Optical Maser Characteristics Using Microwave Phototubes. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 767—786.

1568 —, A. E. Siegmann: Photomixing Experiments with a Ruby Optical Maser and a Traveling-Wave Microwave Phototube. Appl. Opt. **1**, 1 (1962) 51—54. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 133—136.

1569 —: Investigation of Ruby Optical Maser Characteristics Using Microwave Phototubes. Techn. Rep. 177—3, July 1962 (Stanford Electronics Lab.).

1570 —, S. E. Harris: Modulation and Direct Demodulation of Coherent and Incoherent Light at a Microwave Frequency. Techn. Rep. 176—3, Sept. 1962. (Stanford Electronics Lab.).

1571 —, A. E. Siegman: Direct Observation of Microwave-Frequency Beats Due to Photomixing of Ruby Optical Maser Modes. Techn. Rep. 177—1, Aug. 1961 (Stanford Electronics Lab.).

1572 —, —: Multimoding and Frequency-Pulling Experiments on a Ruby Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 594.

1573 McNish, A. G.: Lasers for Length Measurement. Science **146**, 3641 (1964) 177—182.

1574 McQuaid, R. W.: The Pockels Effect of Hexamethylenetetramine. Appl. Opt. **2**, 3 (1963) 320—321.

1575 —, M. C. Watkins: Laser Modulation with Hexamethylenetetramine. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339.

1576 McQuistan, R. B., J. W. Schultz: Modulation of Infrared Free Carrier Absorption. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1243—1248.

1577 McWorther, A. L.: Electromagnetic Theory of the Semiconductor Junction Laser. Solid-State Electronics **6**, 5 (1963) 417—423.

1578 —, H. J. Zeiger, B. Lax: Theory of Semiconductor Maser of GaAs. J. Appl. Phys. **34**, 1 (1963) 235—236.

1579 Magill, P. J., T. Young: Measurement of He-Ne Laser Linewidth Utilizing the Doppler Effect. Appl. Phys. Lett. **5**, 1 (1. July 1964) 13—15.

1580 MAGYAR, G., L. MANDEL: An Interference Experiment with Two Independent Beams of Ruby Maser Light. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1247–1252, Col. Univ. Press, New York 1964.

1581 –, –: Interference Fringes Produced by the Superposition of Two Independent Laser Beams. Nature **198**, 4877 (April 1963) 255–256.

1582 MAHAN, G. D., J. J. HOPFIELD: Proposal for Beating Two Optical Masers. J. Appl. Phys. **34**, 5 (1963) 1531–1534.

1583 MAIMAN, T. H.: State-Of-The-Art Devices. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 25–27, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1584 –: Optical Maser Action in Ruby. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 91–93, Columbia University Press, New York 1961.

1585 –: Optical Maser Action in Ruby. Brit. Com. & Electr. **7**, 9 (1960) 674–675.

1586 –: Stimulated Optical Radiation in Ruby. Nature **187**, 4749 (6. August 1960) 493–494.

1587 –: Stimulated Optical Emission in Ruby. J. Opt. Soc. Am. **50**, 11 (Nov. 1960) 1134.

1588 –: Big Interest in Optical Maser. Brit. Com. and Electr. **7**, 10 (1960) 766.

1589 –: Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby. Phys. Rev. Lett. **4**, 11 (1. June 1960) 564–566.

1590 –: How to Choose the Brightness Temperature of an Optical Pump. Microwaves **3**, 7 (July 1964) 35–39.

1591 –: The Laser Field... Where We Stand Today. Electronic Industries **23**, 2 (1964) 68–72.

1592 –: Solid State Laser and Iraser Studies. Aagard-Conference on Low Noise Electronics, Oslo, 31. Juli – 2. Aug. 1961, Pergamon Press, London. Solid-State Electronics **4** (1962) 236–248.

1593 –: Stimulated Optical Emission in Fluorescent Solids. I. Theoretical Considerations. Phys. Rev. **123**, 4 (1961) 1145–1150.

1594 –, R. H. HOSKINS, I. J. D'HAENENS, C. K. Asawa, V. Evtuhov: Stimulated Optical Emission in Fluorescent Solids. II. Spectroscopy and Stimulated Emission in Ruby. Phys. Rev. **123**, 4 (1961) 1151–1157.

1595 MAK, A. A., K. W. POPOWA et al.: Die Untersuchung des Feldes einer stimulierten Emission im infraroten Bereich mit Hilfe eines Evaporographs. Optisch-Mechan. Industr. 9 (1964) (russ.) 11–13.

1596 MAKER, P. D., R. W. TERHUNE, C. M. SAVAGE: Intensity-Dependent Changes in the Refractive Index of Liquids. Phys. Rev. Lett. **12**, 18 (4. May 1964) 507–509.

1597 –, –, M. NISENOFF, C. M. SAVAGE: Effects of Dispersion and Focusing on the Production of Optical Harmonics. Phys. Rev. Lett. **8**, 1 (Jan. 1962) 21–22.

1598 –, –: Study of Optical Effects Due to an Induced Polarization Third Order in the Electric Field Strength. Phys. Rev. **137**, 3A (1. Febr. 1965) 801–818.

1599 –, –, C. M. SAVAGE: Optical Third Harmonic Generation. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1559–1576, Col. Univ. Press, New York 1964.

1600 MAKHOV, G.: On the Problem of Pulsed Oscillations in Ruby Maser. J. Appl. Phys. **33**, 1 (1962) 202–204.

1601 Makhov, G., H. G. Heard: A Proposal for Multiple Excitation of Gaseous Lasers. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 410—411.

1602 —, G. Kikuchi, C. Lambe, R. W. Terhune: Maser Action in Ruby. Phys. Rev. Vol. **109**, 4 (1958) 1399—1400.

1603 —, O. Risgin: Dynamic Behavior of Quantum Mechanical Oscillators. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1121 bis 1129, Col. Univ. Press, New York 1964.

1604 Makovski, J., W. Low, S. Yatsiv: Excitation of Optical Fluorescence Spectra of Transition Elements by Means of X-Rays. Phys. Lett. **2**, 4 (15. Sept. 1962) 186—187.

1605 Malitson, J. H.: A Redetermination of Some Optical Properties of Calcium Fluoride. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1103—1108.

1606 Mallory, W. R.: Scattering of Stimulated Emission in Laser Materials. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 727—729.

1607 —: Comments on "Dynamics of the Giant Pulse Laser" by L. M. Frantz. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 981.

1608 —: Maser Action Without Population Inversion. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 849—850.

1609 —: Observations on Pulse Structure in Ruby Laser Output. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 850.

1610 —, K. F. Tittel: High Repetition Rate Pulsed Lasers. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 301—308. Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1611 Malmström, L. D., J. J. Schlickman, R. H. Kingston: Internal Second-Harmonic Generation in GaAs Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 248—249.

1612 Mandel, L.: Quantum Theory of Interference Effects Produced by Independent Light Beams. Phys. Rev. **134**, 1A (6. April 1964) A10 bis A15.

1613 Mandel, L.: Some Coherence Properties of Non-Gaussian Light. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 101—109, Col. Univ. Press, New York 1964.

1614 —: Stationarity and the Phase Space Distribution of a Laser Field. Phys. Lett. **10**, 2 (1. June 1964) 166—168.

1615 —: Photon Degeneracy in Light from Optical Maser and Other Sources. J. Opt. Soc. Am. **51**, 7 (1961) 797—798.

1616 —: Transient Coherence in Optics. J. Opt. Soc. Am. **52**, 12 (1962) 1407 bis 1408.

1617 —: Physical Significance of Operators in Quantum Optics. Phys. Rev. **136**, 4B (1964) 1221—1224.

1618 —, F. F. Morehead: Efficient Electroluminescence from p-n Junctions in CdTe at 77° K. Appl. Phys. Lett. **4**, 8 (15. April 1964) 143—145.

1619 —, E. Wolf: Correlation in the Fluctuating Outputs from Two Square-Law Detectors Illuminated by Light of Any State of Coherence and Polarization. Phys. Rev. **124**, 6 (1961) 1696—1702.

1620 —, —: The Measures of Bandwidth and Coherence Time in Optics. Proc. Phys. Soc. **80**, 517 (Oct. 1962) 894—897.

1621 —, —: Some Properties of Coherent Light. J. Opt. Soc. Am. **51** (1961) 815.

1622 —, —: Detection of Laser Radiation. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1315.

1623 —, —: Photon Correlations. Phys. Rev. Lett. **10**, 7 (1. April 1963) 276—277.

1624 MANENKOV, A. A., A. A. POPOVA, V. YA. KHAIMOV-MAL'KOV: Investigation of the Nonuniformity of the Crystal Field in Ruby. Soviet Physics-Solid State **5**, 6 (Dec. 1963) 1194—1197. Russ.: **5**, 6 (June 1963) 1643—1648.

1625 —, W. P. FEDOROV: Investigation of the Line Width and Shape in the Paramagnetic Resonance Spectrum of the Cr^{3+} Ion in Corundum Single Crystals. Sov. Phys. JETP **11**, 4 (Oct. 1960) 751—754. Russ.: **38**, 4 (April 1960) 1042—1046.

1626 —, A. M. PROKHOROV: Spin-Lattice Relaxation in Chromium Corundum. Sov. Phys. JETP **11**, 3 (Sept. 1960) 527—530. Russ.: **38**, **3** (March 1960) 729—733.

1627 MANGER, H.: Beat Frequencies of $CaWO_4$:Nd^{3+} Maser Emission. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 541—542.

1628 —: Quasi-Continuous Operation of a $CaWO_4$:Nd^{3+} Maser Using Long Duration Pumping Pulses. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 83—84.

1629 —: Selektion axialer Eigenschwingungen in optischen Maser-Oszillatoren. Z. angew. Physik **18**, 4 (25. Jan. 1965) 265—270.

1630 —, H. ROTHE: Selection of Axial Modes in Optical Masers. Phys. Lett. **7**, 5 (Dec. 1963) 330—331.

1631 —, —: Single and Double Axial Mode Operation of a Nd-Optical Maser. Phys. Lett. **12**, **3** (1. Oct. 1964) 182—183.

1632 MARCATILI, E. A. J., R. A. SCHMELTZER: Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Part II (July 1964) 1783—1810.

1633 —: Modes in a Sequence of Thick Astigmatic Lens-Like Focusers. Bell Syst. Techn. J. **43**, 6 (Nov. 1964) 2887—2904.

1634 MARCUSE, D.: A Novel Type of Maser Using Stimulated Emission of Bremsstrahlung. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1161—1167, Col. Univ. Press, New York 1964.

1635 —: Maser Action without Population Inversion. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 849—850.

1636 —: A Further Discussion of Stimulated Emission of Bremsstrahlung. Bell Syst. Techn. J. **42**, 3 (1963) 415—430.

1637 —: Propagation of Light Rays Through a Lens-Waveguide with Curved Axis. Bell Syst. Techn. J. **43**, 2 (March 1964) 741—753.

1638 —, S. E. MILLER: Analysis of a Tubular Gas Lens. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Part II (July 1964) 1759—1782.

1639 —: Stimulated Emission of Bremsstrahlung. Bell. Syst. Techn. J. **41**, 5 (1962) 1557—1571.

1640 MARGOLIS, J. S., G. BIRNBAUM: Raman Maser Action for Nearly Resonant Pumping. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 6 (1963) 477.

1641 —, —: Multiple Quantum Transition and Raman Action in Three-Level Systems. J. Appl. Phys. **36**, **3** Part I (1965) 726—731.

1642 MARINACE, J. C., A. E. MICHEL, M. I. NATHAN: Triangular Injection Lasers. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 722—723.

1643 —: High Power CW Operation of GaAs Injection Lasers at 77° K. IBM J. Res. & Dev. **8**, 5 (Nov. 1964) 543—544.

1644 MARKHAM, J. J., D. Mergerian: Use of a Different Type of Fluorescent Material as an Optical Maser. Nature **191**, 4788 (1961) 586—588.

1645 Markin, E. P., W. W. Nikitin: Ein optischer Quantenverstärker aus einem He-Ne-Gemisch. Optik & Spektr. **17**, 6 (1964) (russ.) 953–954.
1646 Marshak, I. S.: Limiting Parameters and Generalized Characteristics of Xenon Lamps. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 793–800.
1647 Martin, R. L.: Time Development of the Beam from the Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 477.
1648 Martirosjan, R. M., A. M. Prokhorov: A Parametric Maser Amplifier with Coupled Active Cavities Operating at a Wavelength of 21 cm. Radio Engineering & Electr. Phys. **9**, 12 (1964) 1741–1744. Russ. **9**, 12 (1964) 2094–2098.
1649 –, –, A. M. Sorochenko: Use of Quantum Paramagnetic Amplifiers in Radio Astronomy. Sov. Phys. Doklady **9**, 6 (Dec. 1964) 480–481. Russ.: **156**, 6 (June 1964) 1326–1328.
1650 –, –: Ein paramagnetischer Quantenverstärker mit besonderen Resonatoren für den Dezimeterbereich. PTE 1 (1964) (russ.) 106–109.
1651 Maruschko, I. O., W. S. Maschkewitsch: Die Generation der zweiten optischen Harmonischen in flach parallelen Plättchen. Ukrain. J. Phys. **9**, 8 (1964) (russ.) 921–925.
1652 Mash, D. I., V. S. Starunov, I. L. Fabelinskij: Investigation of Attenuation of Hypersound in Liquids by an Optical Method. Sov. Phys. JETP **20**, 2 (Febr. 1965) 523–524. Russ.: Vol. **47**, 2 (Aug. 1964) 783–784.
1653 Maschkewitsch, W. S.: Die Breite der Linien, die von Lasermoden ausgestrahlt werden. Ukrain. Phys. J. **8** (1963) (russ.) 918–921.
1654 –: Laser mit zwei aktiven Zentren. Ukrain. J. Phys. **8**, 11 (1963) (russ.) 1260–1263.
1655 –: Nicht lineare Eigenschaften eines Dreiniveausystems in Resonatoren mit mehreren Moden. Ukrain. J. Phys. **8**, 9 (1963) (russ.) 1035–1038.
1656 –: Über den Begriff der sichtbaren Absorption und der abgegebenen Temperatur. Ukrain. Phys. J. **8**, 8 (1963) (russ.) 915–918.
1657 Massey, G. A., M. K. Oshman, R. Targ: Generation of Single-Frequency Light Using the FM Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, 1 (1. Jan. 1965) 10–11.
1658 Massey, J. T., A. G. Schulz, B. F. Hochheimer, S. M. Cannon: Resonant Energy Transfer Studies in a Helium-Neon Gas Discharge. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 658–659.
1659 Masters, J. I.: Ruby Laser De-Excitation Losses. Nature **202**, 4937 (1964) 1090–1092.
1660 –: Coupling of Laser Rods. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 220–221.
1661 –, E. M. E. Murray: Comparison of Passive Q-Switch Components and Observation of Scattering Effects. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 76.
1662 –, –, P. Kafalas: Passive-Laser Q-Switching Using a Photosensitive Component. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.
1663 –, G. B. Parrent, Jr.: Propagation in Laser Crystals. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 230–231.
1664 –, J. H. Ward: Laser Q Spoiling Effects Using a Remote Reflector. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 221–223.
1665 –, –, E. Hartouni: Laser Q-Spoiling Using an Exploding Film. Rev. of Scient. Instr. **34**, 4 (1963) 365–367.
1666 Matare, H. F., R. Zastrow: Optical Maser-Pattern Discrimination by Means of Bicrystal Photocells. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet,

N. BLOEMBERGEN, S. 1141–1151, Col. Univ. Press, New York 1964.

1667 MATARE, H. F., R. ZASTROW: Bicrystal Photocells for Measurements on Optical Masers and as Optical Receivers. Optica Acta **10**, 3 (1963) 193–204.

1668 MATHIAS, I. E. S., J. T. PARKER: Stimulated Emission in the Band Spectrum of Nitrogen. Appl. Phys. Lett. **3**, 1 (1. July 1963) 16–18.

1669 —, —: Visible Laser Oscillations from Carbon Monoxide. Phys. Lett. **7**, 3 (Nov. 1963) 194–196.

1670 —, N. H. ROCK: A He-Ne Laser Amplifier. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 133–135.

1671 MATULKA, D. D.: Application of Laser to Digital Communications. IRE Trans. ANE- **9**, 2 (1962) 104–109.

1672 MAUER, P. B.: Laser Action in Neodymium-Doped Glass at 1.37 μ. Appl. Opt. **3**, 1 (1964) 152.

1673 —: Amplification Coefficient of Neodymium-Doped Glass at 1.06 Microns. Appl. Opt. **3**, 3 (1964) 433–434.

1674 MAURER, R. D.: Nd^{3+} Fluorescence and Stimulated Emission in Oxide Glasses. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 435–449, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1675 —: Operation of a Nd^{3+} Glass Optical Maser at 9180 Å. Appl. Opt. **2**, 1 (1963) 87–88

1676 MAYBURG, S.: Temperature Limitation on Continuous Operation of GaAs Lasers. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3417–3418.

1677 —: Threshold Currents for Line Narrowing in GaAs Junction Diodes. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1791–1793.

1678 —, J. BLACK: Dependence of Recombination on Current in GaAs Diodes. J. Appl. Phys. **34**, 5 (1963) 1521–1523.

1679 MAZANKO, I. P.: Über die Anwendung der Laser in der optischen Interferometrie. J. angew. Spektroskopie **1**, 2 (1964) (russ.) 153–157.

1680 MEAD, C. A.: Metal Contact Double Injection in GaAs. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 954–955.

1681 MEGLA, G. K.: Some New Aspects for Laser Communications. Appl. Opt. **2**, 3 (1963) 311–316.

1682 MEINEL, W., et al.: Wirkungsweise der Laser und Demonstration einiger ihrer Eigenschaften. Feingeräte Technik **12**, 11 (1963) 493–504.

1683 MELAMED, N. T., C. HIRAYANA, P. W. FRENCH: Laser Action in Uranyl-Sensitized Nd-Doped Glass. Appl. Phys. Lett. **6**, 3 (1. Febr. 1965) 43–45.

1684 —, —, —: Behavior of a Uranyl-Sensitized Nd-Doped Glass Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 729.

1685 MELNGAILIS, I.: Maser Action in InAs Diodes. Appl. Phys. Lett. **2**, 9 (1. May 1963) 176–178.

1686 —: Longitudinal Injection-Plasma Laser of InSb. Appl. Phys. Lett. **6**, 3 (1. Febr. 1965) 59–60.

1687 —, A. A. MARADUDIN, A. SEEGER: Diffraction of Light by Ultrasound in Anharmonic Crystals. Phys. Rev. **131**, 5 (Sept. 1963) 1972–1975.

1688 —, R. J. PHELAN, R. H. REDIKER: Luminescence and Coherent Emission in a Large-Volume Injection Plasma in InSb. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (1. Sept. 1964) 99–100.

1689 —: InAs Laser Characteristics. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 269.

1690 Melngailis, I., N. T., A. J. Strauss, R. H. Rediker: Semiconductor Diode Masers in (In_xGa_{1-x}) As. Proc. IEEE **51**, 8 (1963) 1154—1155.
1691 —, R. H. Rediker: Magnetically Tunable cw InAs Diode Maser. Appl. Phys. Lett. **2**, 11 (1. June 1963) 202—204.
1692 Menat, M.: Giant Pulses from a Laser: Optimum Conditions. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 73—76.
1693 Menzel, E.: Informationstheorie in der Optik. NTZ **16**, 12 (1963) 626—629.
1694 Mergerian, D., J. J. Markham: A Stokes Shift Light Amplifier. Advances in Quantum Electronics. Ed. J. Singer, S. 267—276, Columbia University Press, New York 1961.
1695 —: Pumping Efficiency of Neodymium-Doped Glass and $CaWO_4$ under Narrow Band Illumination. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339.
1696 Met, V.: Stability and Amplitude-Modulation Characteristics of the Discharge Current, in a DC-Pumped, Helium-Neon Gas Laser Tube. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1357—1358.
1697 —: A Reflective Densitometer Technique for Spectroscopic Measurements, Using a He-Ne Gas Laser. J. Scient. Instr. **41**, 12 (1964) 784—785.
1698 Metschl, E. C.: Wirkungsmechanismen und Anwendungen der Maser und Laser. Techn. Mitt. Essen **57**, 6 (1964) 280—294.
1699 Meyer, Y., R. Astier, J. Simon: Emission stimulée à 6111 Å dans le benzoylacétate d'europium active au sodium. C. R. Acad. sci. **259**, 25 (1964) 4604—4607.
1700 Meyerand, R. G., Jr., A. F. Haught: Gas Breakdown at Optical Frequencies. Phys. Rev. Lett. **11**, 9 (1. Nov. 1963) 401—403.
1701 Meyerhofer, D., R. Braunstein: Frequency Tuning of GaAs Laser Diode by Uniaxial Stress. Appl. Phys. Lett. **3**, 10 (15. Nov. 1963) 171—172.
1702 Michel, A. E., E. J. Walker: Interference between the Infrared Beams from Opposite Ends of a GaAs Laser. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1763) 2492—2493.
1703 —, —: Angular Distribution of Infrared Radiation from Lasing GaAs Diodes. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 471—479, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.
1704 —, —, M. I. Nathan: Determination of the Active Region in Light-Emitting GaAs Diodes. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 70—71.
1705 —, M. I. Nathan, J. C. Marinace: Light Emission from Reverse Biased GaAs and InP p-n Junctions. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3542—3547.
1706 —, —: Light Emission from Reverse-Biased GaAs P-N Junctions. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 269.
1707 —, —: Saturation of the Optical Absorption in GaAs. Appl. Phys. Lett. **6**, 6 (15. March 1965) 101—102.
1708 —, E. J. Walker: Modification of the Threshold Current and Nearfield-Emission Pattern of a GaAs Laser by an Adsorbed Dielectric Layer. Bull. A. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.
1709 Mielenz, K. D., K. F. Nefflen, K. E. Gilliland: He-Ne Laser with Perpendicular End Windows. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 785—786.
1710 —, R. B. Stephens, K. F. Nefflen: A Fabry-Perot Spectrometer for High Resolution Spectroscopy and Laser Work. J. Res. Nat.-Bur. Stands, Sect. C **68**, 1 (1964) 1—6.
1711 Migitaka, M.: Amplitude Modulation of Infrared Light by GaAs p-n Junctions. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 326—327.

1712 MIGITAKA, M.: Spectrum of the Light Emitted from Silicon Junctions. Japanese J. Appl. Phys. **2**, 7 (1963) 434–435.

1713 MIKAELJAN, A. L., M. L. TER-MIKAELJAN, JU. G. TURKOV: On Calculating the Nonstationary Processes in Lasers. Radio Eng. & Electr. Phys. **9**, 10 (1964) 1482–1491. Russ.: **9**, 10 (1964) 1788–1799.

1714 —, J. G. TURKOV: Zur Theorie des optischen Generators, der im Speicherbetrieb arbeitet. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 4 (1964) (russ.) 743–747.

1715 MIKAELJAN, A. L., et al.: Experimentelle Untersuchung der energetischen Charakteristiken eines optischen Quantenverstärkers aus Rubin. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 8 (1964) (russ.) 1542–1545.

1716 —, M. L. TER-MIKAELJAN, JU. G. TURKOV: Theory of a Continuously Operating Light Generator (Laser). Radio Eng. & Electr. Phys. **9**, 8 (1964) 1119–1127. Russ.: **9**, 8 (1964) 1357–1367.

1717 MILBURN, R. H.: Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field. Phys. Rev. Lett. **10**, **3** (1963) 75–77.

1718 MILES, P. A., H. E. EDGERTON: Optically Efficient Ruby Laser Pump. J. Appl. Phys. **32**, 4 (1961) 740–741.

1719 —, I. GOLDSTEIN: Effects of Output Coupling on Optical Masers. IEEE Trans. ED **10**, 5 (Sept. 1963) 314–318.

1720 MILLEA, M. F., L. W. AUKERMAN: The Role of Diffusion Current in the Electroluminescence of GaAs Diodes. Appl. Phys. Lett. **5**, 8 (15. Oct. 1964) 168–169.

1721 MILLER, A.: Comment on Illustration in „Giant Pulse Laser Operation by a Passive Reversibly Bleachable Absorber" (D. H. Soffer, J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2551). J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 334–335.

1722 MILLER, B.: NASA Plans Laser Rendezvous Guidance. Aviation Week **80**, 20 (18. May 1964) 100–104.

1723 —: Optical Radar Employs Multiple Lasers. Aviation Week **80**, 10 (9. March 1964) 62–65.

1724 —: Services to Push Optical Maser Effort. Aviation Week & Space Technol. (Jan. 1962) 92–104.

1725 MILLER, R. C.: Optical Second Harmonic Generation in Piezoelectric Crystals. Appl. Phys. Lett. **5**, 1 (1. July 1964) 17–19.

1726 —: Optical Harmonic Generation in Single Crystal $BaTiO_3$. Phys. Rev. **134**, 5A (1964) 1313–1319.

1727 MILLER, B.: Laser Altimeter May Aid Photo Mapping. Aviation Week **82**, 13 (1965) 60, 61, 63, 65.

1728 MILLER, R. C.: Harmonic Generation and Mixing of $CaWO_4$:Nd^{3+} and Ruby Pulsed Laser Beams in Piezoelectric Crystals. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1695–1702, Col. Univ. Press, New York 1964.

1729 —, A. SAVAGE: Harmonic Generation and Mixing of $CaWO_4$:Nd^{3+} and Ruby Pulsed Laser Beams in Piezoelectric Crystals. Phys. Rev. **128**, 5 (Dec. 1962) 2175–2179.

1730 —, —: Nonlinear Optical Interactions in $LiNbO_3$ without Double Refraction. Appl. Phys. Lett. **6**, 4 (15. Febr. 1965) 77–79.

1731 —, —, D. A. KLEINMAN: Quantitative Studies of Optical Harmonic Generation in CdS, $BaTiO_3$, and KH_2PO_4 Type Crystals. Phys. Rev. Lett. **11**, 4 (1963) 146–149.

1732 MILLER, R. C.: Mechanism of Second Harmonic Generation of Optical Maser Beams in Quartz. Phys. Rev. **131**, 1 (July 1963) 95–97.

1733 MILLER, S. E.: Alternating-Gradient Focusing and Related Properties of Convergent Lens Focusing. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Part II (July 1964) 1741–1758.

1734 —: Directional Control in Light-Wave Guidance. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4 Part II (July 1964) 1727–1741.

1735 MILOWSKIJ, N. D.: Über den stationären Betrieb eines optischen Quantenverstärkers der Wanderwellen mit Rückkopplung. Nachrichten der Hochschulen der UdSSR, Serie Radiophys. **7**, 6 (Nov.-Dez. 1964) 1095–1106.

1736 MINCK, R. W., R. W. TERHUNE, W. G. RADO: Laser-Stimulated Raman Effect and Resonant Four-Photon Interactions in Gases H_2, D_2, and CH_4. Appl. Phys. Lett. **3**, 10 (15. Nov. 1963) 181–184.

1737 —: Optical Frequency Electrical Discharges in Gases. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 252–254.

1738 MINDEN, H. T.: Gallium Arsenide Electroluminescent and Laser Diodes. Semiconductor Products **6**, 8 (1963) 34–48.

1739 MITCHELL, E. W., P. D. TOWNSEND: The Luminescence from Ruby Excited by Fast Electrons. Proc. Phys. Soc. **81**, 519 (Jan. 1963) 12–14.

1740 MITCHELL, D. L., R. F. WALLIS: Interband Faraday Rotation in Germanium. Phys. Rev. **131**, 5 (1. Sept. 1963) 1965–1971.

1741 MIYAJI, K., T. NAKANO, T. ANBE, Y. SAKAI: Polarized Character of Ruby Laser. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 935.

1742 MIZUSHIMA, M.: Theory of Resonance Frequency Shift due to Radiation Field. Phys. Rev. **133**, 2A (Jan. 1964) A414–A418.

1743 —: Scattering of Very Intense Light. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Aug. 1962) 444.

1744 MOLL, J. L., J. F. GIBBONS: Threshold Current for p-n Junction Laser. IBM J. Res. Dev. **7**, 2 (April 1963) 157–159.

1745 MOLLENAUER, L. F., G. F. IMBUSCH, H. W. MOOS, A. L. SCHAWLOW, A. D. MAY: The High Gain Laser as a Wavelength Standard. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 51–67, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1746 —, —, —, —: Monochromatic Ruby Optical Maser. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Aug. 1962) 445.

1747 MOORE, C. B.: Gas-Laser Frequency Selection by Molecular Absorption. Appl. Opt. **4**, 2 (1965) 252–253.

1748 MOOS, H. W.: Resource Letter MOP-1 on Masers (Microwave through Optical) and on Optical Pumping. Am. J. Phys. **32**, 8 (1964) 589 bis 595.

1749 —, G. F. IMBUSCH, L. F. MOLLENAUER, A. SCHAWLOW: Tilted-Plate Interferometer with Large Plate Seperations. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 817 bis 822.

1750 MORANTZ, D. J.: Optical Maser Action of Organic Species in Amorphous Media. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 491–504, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1751 —, B. G. WHITE, A. J. C. WRIGHT: Stimulated Light Emission by Optical Pumping and by Transfer in Organic Molecules. Phys. Rev. Lett. **8**, 1 (Jan. 1962) 23–25.

1752 MOREHEAD, F. F., G. MANDEL: Efficient, Visible Electroluminescence from p-n Junctions in $Zn_xCd_{1-x}Te$. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1 Aug. 1964) 53—54.

1753 MORGAN, S. P.: On the Integral Equations of Laser Theory. IEEE Trans. MTT — **11**, 3 (May 1963) 191—193.

1754 MORGAN, T. N.: Many-Electron Effects on the Electrical Properties of Degenerate Semiconductors. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 77.

1755 MOROKUMA, T.: Interference Fringes with Long Path Difference Using He-Ne Laser. J. Opt. Soc. Am. **53**, 3 (March 1963) 394—395.

1756 —: A Laser with a Multihole Diaphragm. J. Res. Nat. Bur. Stands, Sect. C, **68**, 1 (1964) 25—34.

1757 MORRIS, L. C., D. J. MILLER: Traveling-Wave Masers Employing Iron-Doped Rutile. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 410.

1758 —, —, R. D. RAY, E. DENLINGER: A New Class of Traveling Wave Maser. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 151—152, Tokio.

1759 MOSKWITIN, L. L., JU. E. NAUMOW: Zur Frage der Sättigung der paramagnetischen Quantenverstärker bei großen Eingangssignalen. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 12 (1964) (russ.) 2105—2112.

1760 MÜLLER, R.: Molekularverstärker für optische Frequenzen. NTZ **14**, 12 (1961) 585—589.

1761 MULLER, M. W., A. SHER, R. SOLOMON, D. G. DOW: Franck-Condon Pumping of Vibrational Energy Levels. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 685—690, Col. Univ. Press, New York 1964.

1762 —, —, —, —: Nonequilibrium Distributions of Molecular Vibrational States. Appl. Phys. Lett. **2**, 4 (1963) 86—88.

1763 VON MÜNCH, W.: Der Injektionslaser. VDI Zeitschrift **106**, 24 (1964) 1196—1198.

1764 MURIN, I. D.: Frequenzstabilisierung des Quartzgenerators mit einem Molekulargenerator. Radiotechnik u. Elektronik **4**, 11 (1959) (russ.) 1941—1943.

1765 MURRAY, L. A.: Modulator Crystals for Lasers. Electronic Industries **23**, 2 (1964) 83—85.

1766 MURTY, M. V. R. K.: The Use of a Single Plane Parallel Plate as a Lateral Shearing Interferometer with a Visible Gas Laser Source. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 531—534.

1767 —: A Simple Way of Demonstrating the Phase Reversals in the TEM_{10}, TEM_{20}, TEM_{30} Modes of a Gas Laser Source. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1192—1193.

1768 MUSHIA, T.: Amplification of Waves Due to Quanta with Negative Energy. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 137—141.

1769 MUSS, D. R.: Injection Luminescence in Germanium. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3529—3531.

1770 MUTSCHLECNER, J. P., D. K. BURGE, E. REGELSON: Sea Water Attenuation Measurements with a Ruby Laser. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1202 bis 1203.

1771 MYERS, R. A., R. V. POLE, J. NUNEZ: Laser Deflection with the Conjugate Plano-Concentric Resonator. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 140—141.

1772 —, P. S. PERSHAN: Light Modulation Experiments at 16 Gc/sec. J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 22—28.

1773 Myers, R. A.: Transverse-Traveling-Wave Light Modulator. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 159.

1774 Nagibarow, W. R.: Zweiquantenimpulsgeneratoren mit paramagnetischen Zentren. Nachr. Hochsch. UdSSR, Ser. Radiophys. **7**, 3 (1964) (russ.) 572—574.

1775 Nagibina, I. M., A. N. Korolew: Ein Fabry-Perot Interferometer mit kleiner Öffnung und die Untersuchung seiner Charakteristiken. Optik u. Spektr. **15**, 3 (1963) (russ.) 421—423.

1776 Nagy, A. W., G. E. Friedman: Some Experiments on Parallel Gas Lasers within a Common Optical Cavity. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1036—1037.

1777 Naiman, C. S., A. Linz: The Ultraviolet Absorption Spectra of Ruby. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 369—384, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1778 Namba, S., P. H. Kim: Stimulated Emission from Nd^{3+} Glass. Japanese J. Appl. Phys. **2**, 4 (1963) 255—256.

1779 Nannichi, Y.: On the Polarization of Light from the GaAs Diode Laser. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 6 (1964) 360—361.

1780 —: On the Forward V-I Characteristics of the GaAs Laser Diode. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 4 (1964) 233—234.

1781 Narchal, M. L., W. A. Barker: Overhauser and Jeffries-Abragam Effect in a Four-Level System. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 787—792.

1782 Nasonow, W. S.: Die Untersuchung der Wirksamkeit des optischen Pumpens in Natriumdämpfen. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **6**, 3 (1963) 518—528.

1783 —: Die Verteilung der Besetzung der Natriumatome in den Unterbereichen des Hauptzustandes unter der Einwirkung der optischen Pumpe. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **6**, 3 (1963) 529 bis 535.

1784 Nassau, K.: Effect of Growth Parameters on the Threshold of $CaWO_4$:Nd Crystals. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 451—460, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

1785 —, A. M. Broyer: Calcium Tungstate: Czochralski Growth, Perfection and Substitution. J. Appl. Phys. **33**, 10 (1962) 3064—3074.

1786 —: Coupled Substitution in Calcium Tungstate Laser Materials. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339.

1787 —: Substitution and Charge Compensation in Calcium Tungstate Optical Maser Crystals. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 833—839, Col. Univ. Press, New York 1964.

1788 Nathan, M. I., G. Burns: GaAs Injection Laser. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1863—1872, Col. Univ. Press, New York 1964.

1789 —, —: Recombination Radiation in GaAs. Phys. Rev. **129**, 1 (Jan. 1963) 125—128.

1790 —, —: Recombination Radiation in GaAs by Optical and Electrical Injection. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (1. Dec. 1962) 89—90.

1791 —, —: Injection Lasers: State of the Art. Electronics **36**, 49 (6. Dec. 1963) 61—65.

1792 —, —, S. E. Blum, J. C. Marinace: Electroluminescence and Photoluminescence of GaAs at 77° K. Phys. Rev. **132**, 4 (1963) 1482—1485.

1793 Nathan, M. I., G. Burns, A. E. Michel: Low-Level Electroluminescence in GaAs P-N Junctions. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 269.

1794 —, —, A. B. Fowler: Oscillations in GaAs Spontaneous Emission in Fabry-Perot Cavities. Phys. Rev. Lett. **11**, 4 (1963) 152—154.

1795 —, —, W. P. Dumke, F. H. Dill, Jr., G. Lasher: Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions. Appl. Phys. Lett. **1**, 3 (1. Nov. 1962) 62—64.

1796 —, J. C. Marinace, R. F. Rutz, A. E. Michel, G. J. Lasher: GaAs Injection Laser with Novel Mode Control and Switching Properties. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 473—480.

1797 Neddermann, H. C., Y. C. Klang, F. C. Unterleitner: Control of Ruby Laser Oscillations by an Inhomogeneous Magnetic Field. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1687—1688.

1798 Nehrich, R. B., E. J. Schimitschek, J. A. Trias: Laser Action in Europium Chelates Prepared with Ammonia. Phys. Lett. **12**, 3 (1 Oct. 1964) 198—199.

1799 Nelson, D. F.: Continuous Operation Achieved in Ruby Optical Maser. Bell Lab. Rec. **40**, 3 (March 1962) 104—105.

1800 Nelson, D. F., W. S. Boyle: A Continuously Operating Ruby Laser. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 99—102. Appl. Opt. **1**, 2 (1962) 181—183.

1801 Nelson, T. J.: Digital Light Deflection. Bell Syst. Techn. J. **43**, 3 (May 1964) 821—845.

1802 Nelson, D. F., R. J. Collins: Spatial Coherence in the Output of an Optical Maser. J. Appl. Phys. **32**, 4 (1961) 739—740.

1803 —, —, A. L. Schawlow: Coherence Experiments with a Pulsed Ruby Optical Maser. Bull. Am. Phys. Soc., II **6**, (Febr. 1961) 68.

1804 —, —: The Polarisation of the Output from a Ruby Optical Maser. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 79—83, Columbia University Press, New York 1961.

1805 Nelson, H., G. C. Dousmanis: Effect of Impurity Distribution on Simultaneous Laser Action of GaAs at 0.84 and 0.88 μ. Appl. Phys. Lett. **4**, 11 (1. June 1964) 192—194.

1806 —, M. Gershenzon, A. Ashkin, L. A. D'Asaro, J. C. Sarace: Band-Filling for GaAs Injections Luminescence. Appl. Phys. Lett. **2**, 9 (1. May 1963) 182—184.

1807 —, D. E. McCumber: Measurement of Factors Affecting Threshold of a Continuously Operating Ruby Optical Maser. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1037—1043, Col. Univ. Press, New York 1964.

1808 Nelson, H., J. I. Pankove, F. Hawrylo, G. C. Dousmanis: High-Efficiency Injection Laser at Room Temperature. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1360—1361.

1809 Nelson, D. F., J. P. Remeika: Laser Action in a Flux-Grown Ruby. J. Appl. Phys. **35**, 3 Pt. 1 (1964) 522—529.

1810 —, F. K. Reinhart: Light Modulation by the Electro-Optic Effect in Reverse-Biased GaP P-N Junctions. Appl. Phys. Lett. **5**, 7 (1. Oct. 1964) 148—150.

1811 —, M. D. Sturge: Relation between Absorption and Emission in the Region of the R Lines of Ruby. Phys. Rev. **137**, 4A (15 Febr. 1965) 1117—1130.

1812 Nelson, P., P. Veyrie, M. Berry, Y. Durand: Experimental and Theoretical Studies of Air Breakdown by Intense Pulse of Light. Phys. Lett. **13**, 3 (1. Dec. 1964) 226–228.

1813 Nepogodin, I. A., F. I. Chajtun: Über rationale Bildung der Strahlungs-Impulse mit gegebener Energie in Anlagen für optische Funkortung. Optisch-Mechan. Industr. 9 (1964) (russ.) 13–17.

1814 Neugebauer, H. E. J.: Coherence Time of Maser. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 90–91.

1815 Neuman, F.: Momentum Transfer and Cratering Effects Produced by Giant Laser Pulses. Appl. Phys. Lett. **4**, 9 (1. May 1964) 167–169.

1816 Newman, R.: Excitation of the Nd^{3+} Fluorescence in $CaWO_4$ by Recombination Radiation in GaAs. J. Appl. Phys. **34**, 2 (1963) 437.

1817 Neuroth, N.: Wirkungsweise und Anwendungen des Lasers. Chem.-Ing.-Techn. **36**, 9 (1964) 947–956.

1818 Newman, D. J., S. P. Morgan: Existence of Eigenvalues of a Class of Integral Equations Arising in Laser Theory. Bell Syst. Techn. J. **43**, 1 Part I (Jan. 1964) 113–126.

1819 Newman, P. S.: Semiconducting Injection Lasers. Brit. Comm. & Electronics **11**, 4 (1964) 252–255.

1820 Niblack, W., E. Wolf: Polarization Modulation and Demodulation of Light. Appl. Opt. **3**, 2 (1964) 277–280.

1821 –, –: Polarization Modulation and Demodulation of Light. Wescon (14. 1. 1963) 1–5.

1822 Nicholson, A. F.: Error Signals and Determination in Optical Trackers that See Several Sources. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 56–71.

1823 Niebuhr, K. E.: Generation of Laser Axial Mode Difference Frequencies in a Nonlinear Dielectric. Appl. Phys. Lett. **2**, 7 (1. April 1963) 136–137.

1824 Nishizawa, J., I. Sasaki, K. Takahashi: Effects of Roughening Cleaved Surfaces on the Characteristics of GaAs Injection Laser Diodes. Appl. Phys. Lett. **6**, 6 (15. March 1965) 115–116.

1825 Nordman, J. E.: Population Inversion in P-N Junctions. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 724–725.

1826 Norton, J. F., J. G. McMullen: Laser-Formed Apertures for Electron Beam Instruments. J. Appl. Phys. **34**, 12 (1963) 3640–3641.

1827 Nottingham, W. B.: Energy Levels of the Cesium Atom. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1771–1772.

1828 Nugent, L. J., et al.: Ligand Field Spectra of Some New Laser Chelates. J. Chem. Phys. **41**, 5 (1964) 1305–1312.

1829 Nussli, J.: Détection de Lumière Modulée au Moyen de Photomultiplicateurs Rapides. J. Phys. Radium **24** (1963) 149–151.

1830 Ochs, S. A., J. I. Pankove: Injection-Luminescence Pumping of a CaF_2:Dy^{2+} Laser. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 713–714.

1831 Ogland, J. W., C. W. Baugh, W. E. Horn: Cathodoluminescence for $CaWO_4$:Nd Laser Pumping. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 133–134.

1832 –, –, –: Electron-Excited Phosphor-Laser Pumping. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 270.

1833 –, W. E. Horn: Cathode-Ray Laser-Pump Device. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 602.

1834 OHLMANN, R. C., E. P. RIEDEL, R. G. CHARLES, J. M. FELDMAN: Investigations of a Europium Chelate Solution as a Potential Liquid Optical Maser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 779–785, Col. Univ. Press, New York 1964.

1835 —, R. D. HAUN: Gain-Bandwidth in Optical Maser Amplifiers and Oscillators. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 473.

1836 —: Fluorescence of Cr^{3+} in $LaAl0_3$. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 281.

1837 OKAYA, A.: Off-Axial Mode Rejection of Ruby Laser Using Ball Mirror. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1033–1034.

1838 —: The Evidence of Phase Uniformity at the Ruby Laser End Surface. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 251–255, Ohio State Univ. 1963.

1839 —: Mode Surpression on Lasers by Metal Wires. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1741.

1840 OLIVER, B. M.: Sparkling Spots and Random Diffraction. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 220–221.

1841 —: Some Potentialities of Optical Masers. Proc. IRE **50**, 2 (1962) 134–135.

1842 —: Signal-to-Noise Ratio in Photoelectric Mixing. Proc. IRE **49**, 12 (1961) 1961–1962.

1843 OLT, R. D.: Optical Maser Crystals. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 601.

1844 OLT, R. D.: Synthetic Maser Ruby. Appl. Opt. **1**, 1 (1962) 25–32.

1845 —: Crystals for Microwave and Optical Masers. Electronics **34**, 18 (5. May 1961) 89–91.

1846 —: Zur Theorie des Molekulargenerators. Radiotechnik u. Elektronik **4**, 4 (1959) (russ.) 718–723.

1847 —: Theoretische Untersuchung der Stabilität der Frequenz eines Molekularverstärkers. „Molekualgeneratoren" Arb. Lebedew Inst. Akad. Wiss. Moskau (1963) (russ.) **3**–67.

1848 —: Negative Temperature States in Chemical Reactions. Sov. Phys. JETP **18**, 1 (Jan. 1964) 126–127. Russ.: **45**, 1 (July 1963) 177–179.

1849 OSTROVSKII, L. A., E. I. YAKUBOVICH: Averaged Laser Equations and Their Stationary Solutions. Sov. Phys. JETP **19**, 3 (Sept. 1964) 656–660. Russ.: **46**, 3 (March 1964) 963–969.

1850 OTTEN, K. W.: Principles of Optical Communication. Electro-Techn. **70** (Sept. 1962) 111–130.

1851 OVANDER, L. N.: Concerning the Theory of Nonlinear Optical Effects. Sov. Phys.-Solid State **5**, **3** (Sept. 1963) 641–642. Russ.: **5**, **3** (March 1963) 872–873.

1852 PAANANEN, R. A.: Gas Phase Lasers. Electronic Progress **7**, 4 (1963) 7–11.

1853 —: Direct Measurement of Optical Cavity Q. Proc. IRE **50**, 10 (1962) 2115.

1854 —: Resonant Amplification in a Gas Maser. Proc. IRE **50**, 10 (1962) 2115–2116.

1855 —: A Resonant Gas Maser Amplifier. Nerem Record 1962, S. 118–119.

1856 —, A. ADAMS, JR.: Some Experiments on Parallel Gas Lasers within a Common Optical Cavity. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1036–1037.

1857 —, D. L. BOBROFF: Very High Gain Gaseous (Xe-Ne) Optical Maser at 3.5 μ. Appl. Phys. Lett. **2**, 5 (1. Febr. 1963) 99–100.

1858 —, F. A. HORRIGAN: Near Infrared Lasering in Ne-Cl_2 and He-Cl_2. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1261–1262.

1859 Paananen, R. A., H. Statz, D. L. Bobroff, A. Adams, Jr.: Noise Measurement in an He-Ne Laser Amplifier. (Erratum: Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15. May 1964) 184) Appl. Phys. Lett. **4**, 8 (15. April 1964) 149—151.
1860 —, C. L. Tang, H. Statz: Zeeman Effects in Gaseous He-Ne Optical Masers. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 63—69.
1861 —, —, F. A. Horrigan: Laser Action in Cl_2 and He-Cl_2. Appl. Phys. Lett. **3**, 9 (1. Nov. 1963) 154—155.
1862 —, —, —, H. Statz: Optical Maser Action in He-Hg rf Discharges. J. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 3148—3149
1863 Paladino, A. E., B. D. Roiter, G. De Mars: Dependence of the Optical Maser Threshold on Neodymium Concentration in Sodium-Compensated Calcium Tungstate. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 249—250.
1864 —: Preparation of Crystal and Glass Laser Materials. Pt. II. Semiconductor Products & Solid State Technology **7**, 7 (1964) 20—25.
1865 —: Preparation of Crystal and Glass Laser Materials. Semiconductors Products and Solid-State Technol. **7**, 7 (1964) 31—34.
1866 Pankove, J. I., J. E. Berkeyheiser: A Light Source Modulated at Microwave Frequencies. Proc. IRE **50**, 9 (1962) 1976.
1867 Pantell, R. H.: Multimoding in Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 5 (1964) 1404—1408.
1868 —, M. Didomenico, Jr., O. Svelto, J. N. Weaver: The Theory of Optical Mixing in Semi-conductors. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, 1811—1818, Col. Univ. Press, New York 1964.
1869 Pantell, R. H., J. R. Fontana: Theoretical Considerations on Millimeter Wave Generation by Optical Frequency Mixing. Proc. IRE **50**, 8 (1962) 1796—1800.
1870 —, H. E. Puthoff: A Proposed Novel Method for Obtaining a Nonspiking Pulsed Laser. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 295.
1871 Pao, Y.-H.: Partially Coherent Processes within an Optical Maser Cavity. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 151—157, Columbia Univ. Press, New York 1964.
1872 —: Quantum-Mechanical Description of Maser Action at Optical Frequencies. J. Opt. Soc. Am. **52** (1962) 871—878.
1873 —: Stability of Optical Cavity Maser Power. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 77.
1874 —: The Stability of Optical Cavity Maser Power. Z. Physik **179**, 4 (1964) 393—406.
1875 Parreut, G. B., Jr., R. E. Whitney: Relation Between Bandwidth and Spatial Coherence in Experiments Involving Dispersion. J. Opt. Soc. Am. **55**, 9 (1965) 1116—1121.
1876 Pao, Y. H., P. M. Rentzepis: Laser-Induced Production of Free Radicals in Organic Compounds. Appl. Phys. Lett. **6**, 5 (1. March 1965) 93—94.
1877 Pariser, B., T. C. Marshall: Cross Modulation of Gaseous Laser by High-Intensity Light. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1740—1741.
1878 Parks, J. H., A. Szoke: Frequency Behavior of an Optical Maser. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (April 1963) 379.
1879 —, —, A. Javan: Study of Collison-Excitation Transfer in Neon, Using He-Ne Maser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 490.
1880 Parrent, G. B. Jr., T. J. Skinner: Coherence Theory with Application to

Laser Light. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 235, Ohio State Univ., 1963.

1881 PARZEN, P.: Anomalous Dispersion Optical Modulator and Demodulator. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1711 bis 1715, Col. Univ. Press, New York 1964.

1882 PATEL, C. K. N.: Interpretation of CO_2 Optical Maser Experiments. Phys. Rev. Lett. **12**, 21 (25. May 1964) 588–590.

1883 —: Gaseous Optical Masers. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 49–75, Ohio State Univ., 1963.

1884 —: CW Laser Action in N_2O (N_2-N_2O System). Appl. Phys. Lett. **6**, 1 (1. Jan. 1965) 12–13.

1885 —: Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO_2. Phys. Rev. **136**, 5A (30. Nov. 1964) A1187–A1193.

1886 —: Selective Excitation through Vibrational Energy Transfer and Optical Maser Action in N_2-CO_2. Phys. Rev. Lett. **13**, 21 (1964) 617–619.

1887 —: Vibrational Energy Transfer and Laser Action in a N_2-CO_2 System. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 728.

1888 —: Optical Power Output in He-Ne and Pure Ne Maser. J. Appl. Phys. **33**, 11 (1962) 3194–3195.

1889 —, W. R. BENNETT, Jr., W. L. FAUST, R. A. MCFARLANE: Infrared Spectroscopy Using Stimulated Emission Techniques. Phys. Rev. Lett. **9**, 3 (Aug. 1962) 102–104.

1890 PATEL, C. K. N., et al.: Optical Maser Action up to 57,355 μ in Neon. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 65.

1891 —, W. L. FAUST, R. A. MCFARLANE: High Gain Gaseous (Xe-He) Optical Masers. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (1. Dec. 1962) 84–85.

1892 —, —, —: CW Laser Action on Rotational Transitions of the $\Sigma_u^+ = \Sigma_g^+$. Vibrational Band of CO_2. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 500.

1893 —, —, —, C. G. B. GARRETT: Laser Action up to 57.355 μ in Gaseous Discharges (Ne, He-Ne). Appl. Phys. Lett. **4**, 1 (1 Jan. 1964) 18 bis 19.

1894 —, —, —, —: CW Optical Maser Action up to 133 μ (0.133 mm) in Neon Discharges. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 713.

1895 —, —, —: High Gain Medium for Gaseous Optical Masers. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 507–514, Col. Univ. Press, New York 1964.

1896 —, R. J. KERL: Laser Oscillation on X^{1+} Vibrational-Rotational Transitions of CO. Appl. Phys. Lett. **5**, 4 (15. Aug. 1964) 81–83.

1897 —, R. A. MCFARLANE, W. L. FAUST: Further Infrared Spectroscopy Using Stimulated Emission Techniques. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 561–572. Col. Univ. Press, New York 1964.

1898 —, —, —: Optical Maser Action in C, N, O, S, and Br on Dissociation of Molecules. Phys. Rev. **133**, 5A (March 1964) 1244–1248.

1899 PAUL, H.: Induzierte Emission bei starker Einstrahlung. Annal. Phys. **11**, 7–8 (1963) 411–412.

1900 —: Die Kohärenz der induzierten Strahlung. Annal. Physik. **12**, 5–6 (1963) 290–301.

1901 PAUL, B., H. WEISS, M. WILHELM: Die polarisierende Wirkung von zwei-

phasigem Indiumantimonid im Ultraroten. Solid State Electr. **7** (1964) 835—841.

1902 PAUTHIER, M.: Etude des Modes d'Oscillations des Lasers à Miroirs Terminaux Sphériques. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1253—1262, Col. Univ. Press, New York 1964.

1903 —, R. GAUTIER, S. DEINESS, G. AMAT: Etude Expérimentale de la Lumière Emise par un Laser à Rubis. J. Phys. Radium **22** (1961) 828—832.

1904 —: Lasers. Elect. Comm. **37**, 4 (1962) 377—386.

1905 PAVLISCAK, T. J.: Some Photographic Studies of Optical Masers. J. Soc. Motion Picture & Tel. Eng. **73** (March 1964) 206—213.

1906 PAWEL, H., J. R. SANFORD, J. H. WENZEL, G. J. WOLGA: Use of Dielectric Etalon as a Reflector for Q-Switched Laser Operation. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1048—1049.

1907 PAY, R.: Laser Optics Encountering Deterioration Problems. Missiles & Rockets **13**, 11 (1963) 27—28.

1908 PEARSON, A. D., S. P. S. PORTO, W. R. NORTHOVER: Laser Oscillation at 0.918, 1.057 and 1.401 Microns in Nd^{3+}-Doped Borate Glasses. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1704—1706.

1909 —, G. E. PETERSON: Nonradiative Energy Exchange from Gd^{3+} to Tb^{3+} in Borate Glass. Appl. Phys. Lett. **5**, 11 (1. Dec. 1964) 222—223.

1910 —, S. P. S. PORTO: Nonradiative Energy Exchange and Laser Oscillation in Yb^{3+} — Nd^{3+} — Doped Borate Glass. Appl. Phys. Lett. **4**, 12 (1964) 202—204.

1911 PEBAY-PEYROULA, J. C., O. NEDELEC: Le Bombardement Electronique, Méthode d'Excitation Sélective de Niveaux Atomiques. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 287—294, Col. Univ. Press, New York 1964.

1912 PEČENY, T.: Proposal for Semiconductor Laser with Wide-Gap Emitters. Phys. Stat. Sol. **6**, 3 (1964) 651—664.

1913 PENNER, S. S.: On Iraser Detectors for Radiation Emitted from Diatomic Gases and Coherent Infrared Sources. J. Quant Spectry. Radiative Transfer **1** (1961) 163—168.

1914 PERESSINI, E. R.: Ruby Laser Giant-Pulse Generation by Gain-Switching. Appl. Phys. Lett. **3**, 11 (1. Dec. 1963) 203—205.

1915 PERRY, D. L.: New Technique for Nearly Perfect Laser Mirrors. Bell Lab. Rec. **42**, 11 (Dec. 1964) 412—414.

1916 —: Broadband Dielectric Mirrors for Multiple Wavelength Laser Operation in the Visible. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 76—77.

1917 PERSHAN, P. S.: Nonlinear Optical Properties of Solids. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1513—1520, Col. Univ. Press, New York 1964.

1918 —: Nonlinear Optical Properties of Solids: Energy Considerations. Phys. Rev. **130**, 3 (1963) 919—929.

1919 —: Nonlinear Optical Properties of Solids. Radio Science **68**, 5 (1964) 671—672.

1920 —, N. BLOEMBERGEN: Frequency Response of the Photomixing Process. Appl. Phys. Lett. **2**, 6 (15. March 1963) 117—119.

1921 —, —: Microwave Modulation of Light. Advances in Quantum Electronics

Ed. J. SINGER, S. 187—200, Columbia University Press, New York 1961.

1922 PETERS, C. J.: Wideband Coherent Light Modulator. Nerem Record 1962, 88—89.

1923 —: Author's Comment to „Traveling-Wave Phase Modulation". Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1055—1056.

1924 —: Gigacycle Bandwidth Coherent Light Traveling-Wave Phase Modulator. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 147—153.

1925 —, R. F. LUCY, K. T. LANG, E. L. MCGANN, G. RATCLIFFE: Laser-Television System Developed with off-the-shelf Equipment. Electronics **38**, 3 (1965) 75—78.

1926 PETERS, J.: Geltungsbereich und Anwendbarkeit der Informationstheorie außerhalb der Nachrichtentechnik. NTZ **16**, 12 (1963) 621—625.

1927 PETERSON, G. E., P. M. BRIDENBAUGH: Laser Oscillation at 1.06 μ in the Series $Na_{0.5}Gd_{0.5-x}Nd_xWO_4$. (Erratum: Appl. Phys. Lett. **5** (1964) 39). Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15. May 1964) 173—175.

1928 PETERSON, D. G., A. YARIV: Parametric Frequency Conversion of Coherent Light by the Electro-Optic Effect in KDP. Appl. Phys. Lett. **5**, 9 (1. Nov. 1964) 184—186.

1929 PETERSON, J., H. G. HEARD: Comment on the Comment on "Mercury-Rare Gas Visible-UV Laser". Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 309.

1930 PETICOLAS, W. L., J. P. GOLDSBOROUGH, K. E. RIECKHOFF: Double Photon Excitation in Organic Crystals. Phys. Rev. Lett. **10**, 2 (15. Jan. 1963) 43—45.

1931 PETRASH, G. G., I. N. KNYAZEV: Study of Pulsed Laser Generation in Neon and in Mixtures of Neon and Helium. Sov. Phys. JETP **18**, 3 (March 1964) 571—575. Russ.: **45**, 4 (Oct. 1963) 833—839.

1932 PETROFF, M. D., H. A. SPETZLER, E. K. BJORNERUD: X-Band Microwave Tube for Demodulation of Laser Beams. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 614—615.

1933 PETRU, F., et al.: Ein Platinmolekularlichtverstärker für den sichtbaren und infraroten Bereich. Kernmech. & Optik **9** (1964) (tschech.) 269 bis 275.

1934 PFEIFFER, M.: Der Laser. Nachrichtentechnik **13**, 9 (1963) 321—329.

1935 PHELAN, R. J., A. R. CALAWA, R. H. REDIKER, R. J. KEYES, B. LAX: Infrared InSb Laser Diode in High Magnetic Fields. Appl. Phys. Lett. **3**, 9 (1. Nov. 1963) 143—145.

1936 PHELAN, R. J., Jr., R. H. REDIKER: Optically Pumped Semiconductor Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, 4 (15. Febr. 1865) 70—71.

1937 —, —: InSb-Diode-Laser Threshold Reduction with a Magnetic Field. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 269.

1938 —, —: InSb CW Diode Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 8 (1963) 624.

1939 —, —: Magnetic Tuning of CW InSb Diode Laser. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 91—92.

1940 PHELPS, F. M.: Comments on "Velocity of Light Using Laser". J. Opt. Soc. Am. **54**, 11 (1964) 1380—1381.

1941 PHILBRICK, C. R., W. R. DAVIS, M. K. MOSS: Absorption and Emission Spectral Characteristics of Ruby Crystals after Co^{60} γ-Irradiation. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 499.

1942 Piekara, A., et al.: Ein Ammoniakmaser, der im Posener Zentrum entwickelt wurde. Erfolge der Phys. **15**, 5 (1964) (poln.) 565—568.

1943 Pilkuhn, M., H. Rupprecht: A Relation between the Current Density at Threshold and the Length of Fabry-Perot Type GaAs Lasers. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1243—1244.

1944 —, —: Effect of Temperature on the Stimulated Emission from GaAs P-N Junctions. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 269.

1945 —, —: Electroluminescence and Lasing Action in $GaAs_xP_{1-x}$. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 659—660.

1946 —, —: Electroluminescence and Lasing Action in $GaAs_xP_{1-x}$. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 684—688.

1947 —, —, J. Woodall: Continuous Stimulated Emission from GaAs Diodes at 77° K. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1243.

1948 Piper, N. B., Jr.: Specifying Optical-Maser Crystals. Electr. Design **10**, 3 (1962) 90—93.

1949 —: Design Specifications for Optical Maser Ruby Rods. Brit. Comm. & Electr. **9**, 10 (1962) 758—761.

1950 Pircher, G.: Remarques sur la Réception d'Ondes Cohérentes. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 179—186, Col. Univ. Press, New York 1964.

1951 Paul H., W. Brunner, G. Richter: Zur Quantentheorie der Kohärenz der Laserstrahlung. Annal. Phys. 7. Folge **16**, 1—2 (1965) 93 bis 104.

1952 Platonenko, V. T., R. V. Khokhlov: On the Mechanism of Operation of a Raman Laser. Sov. Phys. JETP **19**, 2 (Aug. 1964) 378—381. Russ.: **46**, 2 (Febr. 1964) 555—559.

1953 —, —: Interaction Between Waves in Stimulated Raman Scattering. Sov. Phys. JETP **19**, 6 (Dec. 1964) 1435—1438. Russ.: **46**, 6 (June 1964) 2126—2131.

1954 Platte, W. N., J. F. Smith: Laser Techniques for Metals Joining. Welding Research J. Suppl. (Nov. 1963) 481 s—489 s.

1955 Platzman, P. M., S. J. Buchsbaum, N. Tzoar: Light-Off-Light Scattering in a Plasma. Phys. Rev. Lett. **12**, 21 (25. May 1964) 573—575.

1956 Plotkin, H. H.: The S-66 Laser Satellite Tracking Experiment. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1319—1332, Col. Univ. Press, New York 1964.

1957 —, T. S. Johnson, P. Spadin, J. Move: Reflection of Ruby Laser Radiation from Explorer XXII. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 301—302.

1958 Podgajetzkij, W. M., A. N. Tschernetz, O. G. Kornejewa: Einige Eigenschaften des optischen Rubinverstärkers mit zwei reflektierenden Prismen. Optik u. Spektr. **16**, 4 (1964) (russ.) 674—676.

1959 Polanyi, T. G., W. R. Watson: Gaseous Optical Maser with External Mirrors. J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 553—560.

1960 —, —: Interferometric Investigation of Modes in Optical Gas Masers. J. Opt. Soc. Am. **54**, 4 (1964) 449—454.

1961 —: Proposal for Infrared Maser Dependent on Vibrational Excitation. J. Chem. Phys. **34**, 1 (1961) 347—348.

1962 —, W. R. Watson: Reply to Comments on "Gaseous Optical Maser with External Mirrors". J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3412—3413.

1963 Pole, R. V., H. Wieder: Continuous Operation of a Ruby Laser during Pumping Pulse. Appl. Opt. **3**, 9 (1964) 1086–1087.

1964 –, R. A. Myers, J. Nunez: Bidirectional Electrically Switched Laser. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 119–121.

1965 –: Conjugated-Concentric Solid-State System. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.

1966 Pole, R. V., et al.: Electrically Switched Biaxial Laser. J. Opt. Soc. Am. **54**, 4 (1964) 559.

1967 Pollack, S. A.: Stimulated Emission in CaF_2:Er^{3+}. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1793–1794.

1968 Pollack, M. A., R. L. Fork: Mode Competition and Collision Effects in Gaseous Optical Masers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 728.

1969 Porter, F. J.: Rare Earth Salts for Use in Infrared Quantum Counters. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, 595–602, Columbia University Press, New York 1961.

1970 –: Fluorescence Excitation by the Absorption of Two Consecutive Photons. Phys. Rev. Lett. **7**, 11 (1. Dec. 1961) 414–415.

1971 Porto, S. P. S., A. Yariv: Optical Maser Characteristics of BaF_2:U^{3+}. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1542–1543.

1972 –, –: Low Lying Energy Levels and Comparison of Laser Action of U^{3+} in CaF_2. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 717–723, Col. Univ. Press, New York 1964.

1973 –, –: Excitation, Relaxation and Optical Maser Action at 2.407 Microns in SrF_2:U^{3+}. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1543–1544.

1974 –, –: Trigonal Sites and 2,24-Micron Coherent Emission of U^{3+} in CaF_2. J. Appl. Phys. **33**, 4 (1962) 1620–1621.

1975 –, D. L. Wood: Ruby Optical Maser as a Raman Source. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 139–141.

1976 Post, E. J.: Threshold and Stability of a Simplified Model Optical Maser. Appl. Opt. **1**, 2 (1962) 165–168.

1977 Poultney, S. K.: Production and Interaction of a Laser Beam in the Quantfamily Analysis. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 77.

1978 Powers, J. K., B. W. Harned: Impurity Effects in a He-Ne Laser. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 605–606.

1979 –, –: A High Resolution Scanning System for the Optical Study of Laser Crystals. Appl. Spectrosc. **17**, 5 (1963) 145.

1980 Pratesi, R., G. Toraldo di Francia: Regular Emission from a Many-Element Laser During the Pumping-Pulse. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 196–197.

1981 Pratesi, R., et al.: Many-Element Lasers. Nuovo Cimento **34**, 1 (1964) 40–50.

1982 Prescott, L. J., A. van der Ziel: Cross-Correlation between Discharge Current Noise and Laser Light Noise in He-Ne Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1. Aug. 1964) 48–49.

1983 –, –: Detection of Spontaneous Emission Noise in He-Ne Lasers. Phys. Lett. **12**, 4 (15. Oct. 1964) 317–319.

1984 Preziosi, S., R. R. Soden, L. G. van Uitert: Large Alkali Metal and Alkaline Earth Tungstate and Molybdate Crystals for Resonance and Emission Studies. J. Appl. Phys. **33**, 5 (1962) 1893.

1985 PRICE, J. F., A. K. DUNLAP: Masers and Lasers. Space Technol. Lab., Inc., Redondo Beach, Cal. Research Bibliography No. 41; 9990-6052-KU-000; Rep. AD 274 843, 1962.

1986 PRICE, P. J.: Remarks on the Theory of Nonlinear Dielectrics. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 168—172, Ohio State Univ., 1963.

1987 —, E. ADLER: Theory of Mixing Laser Beams in Solids. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (April 1962) 329—330.

1988 PRICE, T. E.: Laser Welding of Semiconductors. Instr. Electronics **2**, 10 (1964) 478—479.

1989 PROCTOR, E. K.: On the Minimum Detectable Rotation Rate for a Laser Rotation Sensor. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1035.

1990 PROEBSTING, R.: Gallium Arsenide Laser Diode Fabrication. Semiconductor Products & Sol. State Technol. **7**, 11 (1964) 33—37.

1991 PROKHOROV, A. M.: Quantum Counters. Sov. Phys. JETP **13**, 5 (Nov. 1961) 973—974. Russ.: **40**, 5 (May 1961) 1384—1396.

1992 —: Über den Einfluß der Resonatorgüte auf die Frequenz des Molekulargenerators. Radiotechnik u. Elektronik **2**, 4 (1957) (russ.) 510.

1993 —, W. W. FEDOROV: Paramagnetic Relaxation in K_3 (Fe, Co) $(CN)_6$ at Temperatures from 0,1 to 4,2° K. Sov. Phys. JETP **19**, 6 (Dec. 1964) 1305—1314. Russ.: **46**, 6 (June 1964) 1937—1951.

1994 PURCELL, E. M., R. V. POUND: A Nuclear Spin System at Negative Temperature. Phys. Rev. **81**, 2 (Jan. 1951) 279—280.

1995 PURNHAGEN, T. G., J. LUBELFELD: A Computer Approach to Laser Design. IEEE Trans. ED — **11**, 5 (May 1964) 219—227.

1996 QUIST, T. M., R. J. KEYES, W. E. KRAG, B. LAX, A. L. MCWHORTHER, R. H. REDIKER, H. J. ZEIGER: Semi-Conductor Maser of GaAs. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1833 bis 1841, Col. Univ. Press, New York 1964.

1997 —, —, —, R. H. REDIKER: Semiconductor Maser of GaAs. Appl. Phys. Lett. **1**, 4 (1. Dec. 1962) 91—92.

1998 RABINER, N.: Fluorescence of Sm^{3+} in CaF_2. Phys. Rev. **130**, 2 (April 1963) 502—506.

1999 RABINOWITZ, P., S. JACOBS: The Optically Pumped Cesium Laser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N BLOEMBERGEN, S. 489—498, Col. Univ. Press, New York 1964.

2000 —, —, G. Gould: Continuous Optically Pumped Cs Laser. Appl. Opt. **1**, 4 (1962) 513—516.

2001 —, J. LATOURRETTE, G. GOULD: AFC Optical Heterodyne Detector. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 857—858.

2002 —, S. JACOBS, R. TARG, G. GOULD: Homodyne Detection of Phase-Modulated Light. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2365.

2003 RACETTE, G.: Absorption Edge Modulator Utilizing a P-N Junction. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 716.

2004 RACK, A. J., M. R. BIAZZO: Measuring Small Optical Loss Using an Oscillating Spherical Mirror Interferometer. Bell Syst. Techn. J. **43**, 4, Pt II (July 1964) 1563—1580.

2005 RALEIGH, H. D.: Masers, a Literature Search. Comp. U.S. Atomic Energy Commision, Division of Tech. Inf. Extension, TID 3566—1961.

2006 RAMACHANDRAN, T. B., W. J. MORONEY: Spectral Characteristics,

Efficiency, and Speed of a $GaAs_xP_{1-x}$ Photodiode. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1358–1359.

2007 Ramsden, S. A., W. E. R. Davies: Radiation Scattered from the Plasma Produced by a Focused Ruby Laser Beam. Phys. Rev. Lett. **13**, 7 (17. Aug. 1964) 227–229.

2008 –, P. Savic: A Radiative Detonation Model for the Development of a Laser-Induced Spark in Air. Nature **203**, 4951 (1964) 1217–1219.

2009 Ramsay, J. V.: A Rapid-Scanning Fabry-Perot Interferometer with Automatic Parallelism. Appl. Opt. **1**, 4 (1962) 411–414.

2010 Ranon, U.: Electron Spin Resonance of $CaWO_4$: Nd^{3+}. Phys. Lett. **8**, 3 (1. Febr. 1964) 154–155.

2011 Raschba, E. I.: Über die Möglichkeit der Benutzung einer kombinierten Resonanz für den Erhalt eines Maser-Effektes. Festkörperphys. **6**, 10 (1964) (russ.) 3178–3179.

2012 Rautian, S. G., I. I. Sobelman: Negative Absorption in Metal Vapors. Sov. Phys. JETP **12**, 1 (Jan. 1961) 156–158. Russ.: **39**, 1 (July 1960) 217–219.

2013 –, –: Remarks on Negative Absorption. Optics and Spectroscopy, **10** (Jan. 1961) 65–66.

2014 Read, W. S., D. L. Fried: Optical Heterodyning with Noncritical Angular Alignment. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1787.

2015 Ready, J. F.: Development of Plume of Material Vaporized by Giant-Pulse Laser. Appl. Phys. Lett. **3**, 1 (1. July 1963) 11–13.

2016 –: Correlation of Output Spikes from Different Portions of a Ruby Laser. Appl. Opt. **2**, 2 (1962) 151–152.

2017 –: Effects Due to Absorption of Laser Radiation. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 514.

2018 –, D. L. Hardwick: Effect of Mirror Alignment in Laser Operation. Proc. IRE **50**, 12 (1962) 2483–2484.

2019 –, D. Chen: Optical Pumping of Masers Using Laser Output. Proc. IRE **50**, 3 (1962) 329–330.

2020 –: Effects Due to Absorption of Laser Radiation. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 462–468.

2021 –: Mechanism of Electron Emission Produced by a Giant-Pulse Laser. Phys. Rev. **137**, 2A (18. Jan. 1965) 620–623.

2022 –: Electron Emission Produced by a Giant-Pulse Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 536.

2023 –: Time Coherence in Ruby Lasers. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1695–1696.

2024 Rechsteiner, E. B.: Where is the Laser Market. Microwaves **3**, 10 (Oct. 1964) 56–61.

2025 Rediker, R. H.: Infrared and Visible Light Emission from Forward-Biased P-N Junctions. IEEE Intern. Conv. Rec. Pt. 3 (March 1963) 87.

2026 –, T. M. Quist, B. Lax: High Speed Heterojunction Photodiodes and Beam-of-Light Transistors. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 218–219.

2027 Reich, H. J., J. G. Skalnik, J. D. Crane: Simultaneous Oscillation at Two or More Mode Frequencies. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1051–1052.

2028 Reiffen, B., H. Sherman: An Optimum Demodulator for Poisson Processes: Photon Source Detectors. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1316–1320.

2029 Rempel, R. C.: Optical Properties of Lasers as Compared to Conventional Radiators. Spectra-Physics **1** (June 1963).

2030 RENK, K. F., L. GENZEL: Interference Filters and Fabry-Perot Interferometers for the Far Infrared. Appl. Opt. **1**, 5 (1962) 643—648.

2031 RENTZEPIS, P. M., Y.-H. PAO: Laser-Induced Optical Second Harmonic Generation in Organic Crystals. Appl. Phys. Lett. **5**, 8 (15. Oct. 1964) 156—158.

2032 RESNIKOFF, M., Y.-H. PAO: Theoretical Consideration of Optical Maser Radiation. 1. The Resonant Mode Structure of a Ruby Fabry-Perot Cavity. Bull. Am. Phys. Soc., II **6**, (Nov. 1961) 44.

2033 —, —: Theoretical Consideration of Optical Maser Radiation. 2. A Quantum Mechanical Description of Stimulated Emission within a Multimode Cavity. Bull. Am. Phys. Soc., II **6** (Nov. 1961) 414.

2034 RICHTER, G., W. BRUNNER, H. PAUL: Elektrische Feldstärke und Interferenz von Laserstrahlen. Ann. Phys. **14**, 5—6 (1964) 239—261.

2035 RIDGWAY, S. L., G. L. CLARK, C. M. YORK: Time-Resolved Spectroscopy of Ruby Laser Emissions. J. Opt. Soc. Am. **53**, 6 (1963) 700—702.

2036 RIEDEL, E. P.: Light Scattering in a Solution of Europium Benzoylacetonate During Optical Pumping. Appl. Phys. Lett. **5**, 8 (15. Oct. 1964) 162—165.

2037 RIECK, H.: The Effective Lifetime of Stimulated and Spontaneous Emission in Semiconductor Laser Diodes. Solid-State Electronics **8**, 1 (1965) 83—85.

2038 RIESZ, R. P.: High Speed Semiconductor Photodiodes. Rev. Scient. Instr. **33**, 9 (Sept. 1963) 994—998.

2039 RIGDEN, J. D.: New Developments in Gaseous Optical Masers. Bell Lab. Rec. **40**, 7 (1962) 258—261.

2040 —, E. I. GORDON: The Granularity of Scattered Optical Maser Light. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2367—2368.

2041 —, A. D. WHITE: The Interaction of Visible and Infrared Maser Transitions in the Helium-Neon System. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 499—505, Col. Univ. Press, New York 1964.

2042 —, —: Simultaneous Gas Maser Action in the Visible and Infrared. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2366—2367.

2043 —, —: Optical Maser Action in Iodine and Mercury Discharges. Nature **198**, 4882 (1963) 774.

2044 —, —: The Interaction of Visible and Infrared Maser Transitions in the He-Ne System. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 943—945.

2045 —, —, E. I. GORDON: The Visible He-Ne Maser and Some Recent Developments. Nerem Record 1962, 120—121.

2046 RIGROD, W. W.: Isolation of Axi-Symmetrical Optical-Resonator Modes. Appl. Phys. Lett. **2**, **3** (1. Febr. 1963) 51—53.

2047 —: Isolation of Axi-Symmetrical Optical-Resonator Modes. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1285—1290, Col. Univ. Press, New York 1964.

2048 —, A. J. RUSTAKO, JR.: Diffraction Studies with Plane-Parallel Maser Interferometer. J. Appl. Phys. **34**, 4 (1963) 967—968.

2049 —, I. P. KAMINOV: Wide-Band Microwave Light Modulation. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 137—140.

2050 —: Gain Saturation and Output Power of Optical Masers. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2602—2609.

2051 Rigrod, W. W., H. Kogelnik, D. J. Brangaccio, D. R. Herriott: Gaseous Optical Maser with External Concave Mirrors. J. Appl. Phys. **33**, 2 (1962) 743—744. Appl. Opt. Suppl. 1 (1962) 125—126.

2052 Risken, H.: Calculation of Laser Modes in an Active Fabry-Perot-Interferometer. Z. Physik **180**, 2 (1964) 150—169.

2053 Rivera, J., L. A. Murray: Growth of Cuprous Chloride Crystals for Light Modulators. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 660.

2054 Rivoire, G.: Obtention des harmoniques en cas de l'excitation par une source cohérente en effet Raman stimulé. C. R. Acad. sci. **258**, 18 (1964) 4470—4472.

2055 —: Etude quantique de la stimulation des raies Stokes et anti-Stokes en diffusion Raman. C. R. Acad. sci. **258**, 16 (1964) 4001—4004.

2056 —, R. Dupeyrat: Le Spectre Raman Stimulé du Nitrobenzène. C. R. Acad. sci. **259**, 4 (1964) 755—757.

2057 Robinson, C. C., R. E. Graf: Faraday Rotation in Praseodymium, Terbium, and Dysprosium Alumina Silicate Glasses. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1190—1191.

2058 Roberts, H. R., J. H. Burgess, H. D. Tenney: Cross Relaxation and Concentration Effects in Ruby. Phys. Rev. **121**, 4 (Febr. 1961) 997—1000.

2059 Robl, H. R.: Scattering of Light by Light in a Nonlinear Medium. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1634—1642, Col. Univ. Press, New York 1964.

2060 Rocherolles, R., J. Robieux, G. Courrier: Télémétrie précise à grande distance à l'aide du laser. Onde Electrique **44**, 445 (1964) 361—372.

2061 Röss, D.: Exfocal Pumping of Optical Masers in Elliptical Mirrors. Appl. Opt. **3**, 2 (1964) 259—265.

2062 —: Die Verstärkung in optischen Rubin-Molekularverstärkern. Frequenz **16**, 9 (1962) 355.

2063 —: Active Regions in Ruby Optical Masers. Electr. Soc., Inc., Spring Meeting, May 6—10, 1962. Electronics Division Abstracts **11**, 1 (1962) 289—291.

2064 —, P. Möckel: Kegelförmige Emission bei Rubinlasern mit äußeren Spiegeln. Z. Naturforsch. **20**a, 1 (1965) 49—53.

2065 —: Schwingungsgleichungen für Laser mit äußeren Spiegeln und für Laser mit ungleichmäßiger Inversion. Z. Naturforsch. **19**a, 4 (1964) 421—423.

2066 —: Hohlkegelförmige Emission totalreflektierter Moden in Neodymglas-Lasern. Z. Naturforsch. **20**a, 2 (1965) 264—266.

2067 —: Untersuchung der Laserfunktion an roh bearbeiteten Rubinen. Z. Angew. Phys. **15**, 6 (1963) 473—474.

2068 —: Ruby Superradiation. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 853.

2069 —: Regelmäßige Relaxationsschwingungen kurzer Rubin-Laser vom ebenen Fabry-Perot-Typ. Z. Naturforsch. **19**a, 3 (1964) 387—391.

2070 —: Einfluß der spontanen Emission auf das Einschwingverhalten von Lasern. Z. Naturforsch. **19**a, 10 (1964) 1169—1177.

2071 —: Ein optischer Rubin-Molekularverstärker mit hoher Modenselektion. Frequenz **17**, 2 (1963) 233—235.

2072 —: Ruby Laser with Mode-Selective Etalon Reflector. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 196—197.

2073 Röss, D.: Die abbildende Beleuchtung optischer Molekularverstärker in elliptischen Spiegeln. Frequenz **16**, 11 (1962) 423—428.

2074 —: Radiofrequency Beats between Components of Split Axial Modes in Ruby Lasers. Proc. IEEE **51**, 11 (1963) 1668.

2075 —: Festkörper-Dauerstrichlaser mit exfokaler rotationsellipsoider Pumpanordnung. Siemens Entw. Ber. **27**, Folge 3 (1964) 281—286.

2076 —: Beugungsbegrenzte Rubin-Dauerstrichlaser mit Fabry-Perot Resonator. Einschwingverhalten beugungsbegrenzter Rubin-Dauerstrichlaser. Analyse eines konfokalen Rubin-Dauerstrichlaser. Z. f. Naturforschung, im Druck.

2077 —: Selektiv sättigbare organische Farbstoffe als optische Schalter — optische Impulsverstärker. Z. f. Naturforschung **20** a, 5 (1965) 696—700.

2078 —: Room Temperature Ruby CW Ruby Laser. Microwaves **3**, 4 (April 1965) 29—33, Electronics **38**, 3 (8. 2. 1965) 17.

2079 —: Laser. Bulletin d. SEV **56**, 9 (1. 5. 1965) 333—342.

2080 —: Toroidal Ruby Lasers. Proc. IEEE **51**, 3 (1963) 468—469.

2081 —, G. Gehrer: Selection of Discrete Modes in Toroidal Lasers. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1359—1360.

2082 —, —, W. Heinlein: Untersuchung der Moden eines kurzen konfokalen Rubinlasers mit festen Spiegeln. Z. Naturforsch. **20** a, 2 (1965) 256—263.

2083 Rogden, J. D., E. I. Gordon: The Granularity of Scattered Optical Maser Light. Pro. IRE **50**, 11 (1962) 2367—2368.

2084 Rosenberger, D.: Schwingungstypenspektrum im He-Ne Gaslaser. Archiv d. Elektr. Übertrag. **17**, 4 (1963) 202—204.

2085 —: Der Gaslaser. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 7—10.

2086 —: Schwingverhalten eines kurzen Ar^+-Lasers und Wechselwirkung zweier gekoppelter Schwingungen. Siemens Entw. Ber. **27**, 3 (Dez. 1964) 295—296.

2087 —: Laser-Übergänge und Superstrahlung bei 6143 Å und 5944 Å in einer gepulsten Neon-Entladung. Phys. Lett. **13**, 3 (1. Dec. 1964) 228—229.

2088 —: Mode Spectrum in the He-Ne Maser. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1301—1304, Col. Univ. Press, New York 1964.

2089 —: Oscillation of Three 3p—2s Transitions in a He-Ne Laser. Phys. Lett. **9**, 1 (15. March) 29—31.

2090 —: Schwingungsverhalten und Wechselwirkung der 0.63 μm- und 3.39 μm-Oszillationen bei einem He-Ne Laser mit kleinem Spiegelabstand. Phys. Lett. **8**, 3 (1. Febr. 1964) 187—189.

2091 Rosenberg, R., C. B. Rubinstein, D. R. Herriott: Resonant Optical Faraday Rotator. Appl. Opt. **3**, 9 (1964) 1079—1083.

2092 Rosenblatt, A.: Laser Range Finder Has 5-Mw Pulses. Electr. Design Vol. **11**, 15 (1963) 24—26.

2093 Rogers, G. L.: Role of Flare Images in the Self-Destruction of a Lens in a Strong Laser Beam. J. Appl. Phys. **36**, 8 (1965) 2598.

2094 Rosenthal, J. E.: Modulation of Coherent Light. Bull. Am. Phys. Soc., II **6** (Febr. 1961) 68.

2095 —: Classical Theory of Secondary Electromagnetic Radiation Generated by a Confined High-Intensity Light Beam. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 8 (1963) 623.

2096 ROSENTHAL, J. E.: Optics of Radiation from Optical Masers. Bull. Am. Phys. Soc., II **6** (April 1961) 298.

2097 —: Quantum Optics of Coherent Radiation from Masers. Bull. Am. Phys. Soc., II, **6** (June 1961) 365.

2098 —: Physical Optics of Coherent Radiation Systems. Appl. Opt. **1**, 2 (March 1962) 169—172.

2099 —, A. BRAMLEY: Polarization Induced in a Dielectric Medium by an Intense Laser Beam. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1031—1032.

2100 ROSENTHAL, A. H.: Regenerative Circulatory Multiple-Beam Interferometry for the Study of Light Propagation Effects. J. Opt. Soc. Am. **52** (1962) 1143—1148.

2101 ROSS, M.: Quantum Effects and Noise in Optical Communications. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 602—603.

2102 ROTH, L. M.: Theory of the Faraday Effect in Solids. Phys. Rev. **133**, 2A (Jan. 1964) 542—552.

2103 ROTHE, H.: Bedeutung und Stand der Maser-Entwicklung — Der optische Maser oder Laser. Umschau **64**, 16 (1964) 486—490, 508.

2104 ROWNTREE, R. F., W. S. C. CHANG: Measurement of the Properties of Laser Crystals at the Submillimeter Wavelengths. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 35—48, Ohio State Univ., 1963.

2105 ROZHDESTWENSKIJ, K. N.: Über das Fehlen der Grenzzyklen in Gleichungen für Quantenverstärker. Radiotechnik u. Elektronik **8**, 12 (1963) (russ.) 2043—2045.

2106 RUBANOW, A. S.: Spektroskopische Charakteristiken des Stoffes und die Parameter eines Quantengenerators, der in Dreiniveauschaltung unter Berücksichtigung der Absorption vom metastabilen Niveau arbeitet. J. angew. Spektroskopie **1**, 2 (1964) (russ.) 148—152.

2107 RUBIN, J. J., W. G. NILSEN, L. G. VAN UITERT: Large Zinc Tungstate Crystals for Microwave Maser Applications. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 825—831, Col. Univ. Press, New York 1964.

2108 RUBINSTEIN, C. B., L. G. VAN UITERT, W. H. GRODKIEWICZ: Magneto-Optical Properties of Rare Earth (III) Aluminium Garnets. J. Appl. Phys. **35**, 10 (1964) 3069—3070.

2109 RUBIN, M. D.: Power Aperture and the Laser. Proc. IRE **50**, 4 (1962) 471—472.

2110 RUDDER, C. L.: Interference Fringes Produced by Laser Optics. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 719.

2111 —, D. A. HAYLER, A. PAOLANTONIO: Near-Field Interference Fringes from Laser Mirrors. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 740—741.

2112 RUDERMAN, W. et al.: A Comparison of the Energy Output of Various Solid State Laser Materials. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 20—34, Ohio State Univ., 1963.

2113 RUGARI, A. D., P. E. NORDBORG: Laser Experiments Involving Incavity Modulation with Electro-Optic Crystals. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 852.

2114 RUNCIMAN, W. A.: The Operation of Optical Masers in Uniform Magnetic Fields. Quantum Electronics, I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 673—676, Col. Univ. Press, New York 1964.

2115 RUSSEL, M. N.: Der Laser: Prinzip und Anwendung. Interavia **4** (1964) 560—564.

2116 RYAN, F. M., R. C. MILLER: The Effect of Uniaxial Strain on the Threshold

Current and Output of GaAs Lasers. Appl. Phys. Lett. **3**, 9 (1. Nov. 1963) 162–163.

2117 SABISKY, E. S., C. H. ANDERSON: Paramagnetic Resonance Absorption in an Optically Excited State in CaF_2:Dy^{2+}. Phys. Rev. Lett. **13**, 25 (21. Dec. 1964) 754–756.

2118 SAGE, S. J.: High-Efficiency Optical Maser Parameters. Appl. Opt. **1**, 3 (1962) 173–179.

2119 SAITO, F.: Oscillation Characteristics and its Temperature Dependence of a Pulsed Ruby Maser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 937–941, Col. Univ. Press, New York 1964.

2120 —: Diffusion of Resonance Radiation in Ruby. J. Phys. Soc. Japan **19**, 5 (1964) 759.

2121 SAITO, S., Y. FUJII: Measurement of Microwave Shot-Noise Reduction Factor by Laser Light Induced Photoemission. Proc. IEEE **52**, 8 (1964) 980.

2122 —, —: Measurement of Microwave Shot-Noise Reduction Factor by Laser-Light Induced Photoemission. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 171–172, Tokio.

2123 —, —: On the Noise Performance of a Photoparametric Amplifier. Proc. IEEE **52**, 8 (1964) 978–979.

2124 —, J. HAMASAKI, Y. FUJII, K. YOKOHAMA: A Light Circulator Using Faraday Effect of Heavy Flint Glass. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 163–164, Tokio.

2125 —, T. KIMURA: Demodulation of Phase-Modulated Optical Maser Beam by Autocorrelation Technique. Proc. IEEE **52**, 9 (1964) 1048.

2126 —, —: Low Frequency Oscillation in a He-Ne Gaseous Optical Maser with Three Reflecting Mirrors. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 12 (1964) 808–809.

2127 —, —: Microwave Modulation of Ruby Laser Light Using KDP Crystal. Japanese J. Appl. Phys. **2**, 10 (1963) 658–659.

2128 —: Demodulation of Phase-Modulated Optical Maser Beam by Autocorrelation Technique. Proc. IEEE **52**, 11 (1964) 1356.

2129 —, K. KULOKAWA, Y. FUJII, T. KIMLA, Y. UNO: Détecteur-Amplificateur et Mélangeur de Laser en Microonde par une Diode Paramétrique. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1739 bis 1750, Col. Univ. Press, New York 1964.

2130 —, K. KUROKAWA, Y. FUJII, T. KIMURA: Detection and Amplification of the Microwave Signal in Laser Light by a Parametric Diode. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 567–578, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2131 —, —, —, —, Y. UNO: Detection and Amplification of the Microwave Signal in Laser Light by a Parametric Diode. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2369–2370.

2132 —, K. YOKOYAMA, Y. FUJII: A Light Circulator Using the Faraday Effect of Heavy Flint Glass. Proc. IEEE **52**, 8 (1964) 979.

2133 SAKAI, Y.: Ruby Laser Oscillation Modulated by Ultrasonic Vibration. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 204–205.

2134 SAKS, N. M., C. A. ROTH: Ruby Laser as a Microsurgical Instrument. Science **141**, 3575 (1963) 46–47.

2135 SAMELSON, H., A. LEMPICKI, C. BRECHER, V. BROPHY: Room-Tempera-

ture Operation of a Europium Chelate Liquid Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 9 (1. Nov. 1964) 173—174.

2136 Samelson, H., A. Lempicki: Laser Phenomena in Europium Chelates. I Spectroscopic Properties of Europium Benzoylacetonate. J. Chem. Phys. **40**, 9 (1964) 2547—2553.

2137 —, —, C. Brecher: Laser Phenomena in Europium Chelates. II Kinetics and Optical Pumping in Europium Benzoylacetonate. J. Chem. Phys. **40**, 9 (1964) 2553—2558.

2138 —, —: Stimulated Processes in Some Organic Compounds. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (April 1963) 380.

2139 Samson, A. M., B. I. Stepanov: Die Berechnung der mittleren Generationsverteilung beim nichtstationären Betrieb. J. angew. Spektr. **1**, 2 (1964) (russ.) 158—163.

2140 Samson, A. M., W. A. Sawwa: Die nichtstationäre Emission eines Dreiniveau-Quantengenerators. Optik & Spektroskopie 8 (1964) (russ.) 26—38.

2141 Sanders, J. H.: Optical Maser Design. Phys. Rev. Lett. **3**, 2 (15. July 1959) 86—87.

2142 —: A Proposed Method for the Measurement of the Velocity of Light. Nature **183** (1959) 312.

2143 —: Gaseous Optical Masers. Nature **196**, 4858 (1962) 943.

2144 Scanga, W. A.: Traveling-Wave Light Modulator. Appl. Optics **4**, 9 (1965) 1103—1106.

2145 Sanders, J. H.: Optical Masers. J. Brit. IRE **24**, 5 (Nov. 1962) 365—372.

2146 Savage, A., R. C. Miller: Measurements of Second Harmonic Generation of the Ruby Laser Line in Piezoelectric Crystals. Appl. Opt. **1**, 5 (1962) 661—664.

2147 Sanford, J. R., J. H. Wenzel, G. J. Wolga: Giant Pulse Laser Action and Pulse Width Narrowing in Neodymium-Doped Borate Glass. J. Appl. Phys. **35**, 11 (1964) 3422—3425.

2148 Sawyer, D. E.: Nondegenerate Photoparametric Amplifier. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1238—1239.

2149 Schaak, G.: Dynamik des Riesenimpulses im Rubin-Laser. Z. angew. Phys. **17**, 6 (1964) 385—392.

2150 Schachter, H., L. Bergstein: Stationary Modes in Optic and Quasi-Optic Cavities. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 173—198, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2151 Schäfer, F. P., W. Schmidt: Lösungen organischer Farbstoffe als optische Schalter zur Erzeugung von Laser-Riesenimpulsen. Z. Naturforsch. **19**a, 7/8 (1964) 1019—1020.

2152 Schaufele, R. F., H. Statz, J. M. Lavine, A. A. Iannini: Donor-Acceptor Pair Absorption in GaAs Diodes at 2,1° K. Appl. Phys. Lett. **3**, **3** (1. Aug. 1963) 40—41.

2153 Schawlow, A. L.: Fine Structure and Properties of Chromium Fluorescence in Aluminium and Magnesium Oxide. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 50—65, Columbia University Press, New York 1961.

2154 —: Fine-Line Spectra of Chromium Ions in Crystals. Suppl. to J. Appl. Phys. **33**, 1 (1962) 395—398.

2155 Schawlow, A. L.: Infrared and Optical Masers. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 553—564, Columbia University Press, New York 1960. Phys. Rev. **112**, 6 (Dec. 1958) 1940—1949.

2156 —: Optical and Infrared Masers. Contempory Physics **5**, 2 (1963) 81—102.

2157 —: Infrared and Optical Masers. Bell Lab. Record **38**, 11 (Nov. 1960) 402—407.

2158 —: Optical Masers. Scientific American, **204**, 6 (1961) 52—61.

2159 —: Advances in Optical Masers. Scientific American, **209**, 1 (1963) 34—45.

2160 —: Gegenwärtige optische Quantenverstärker. Erfolge Phys. Wiss. **81**, 4 (1963) (russ.) 745—762.

2161 —: Solid State Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 472.

2162 —, G. E. Devlin: Simultaneous Optical Maser Action in Two Ruby Satellite Lines. Phys. Rev. Lett. **6**, **3** (Febr. 1961) 96—98.

2163 —: Widths and Positions of Sharp Optical Lines in Solids. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 645—653, Col. Univ. Press, New York 1964.

2164 Schearer, L. D.: The Polarization of 2^3 S_1 Metastable Helium Atoms by Optical Pumping. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 239—252, Columbia University Press, New York 1961.

2165 Schiel, E.: Photoelectric Energy Meter for Measuring Laser Output. Proc. IEEE **51**, 2 (1963) 365—366.

2166 —, J. J. Bolmarcich: Absolute Measurement of GaAs Diodes Radiation Using Solar Cells. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1780—1781.

2167 —, —: Direct Modulation of a He-Ne Gas Laser. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 940—941.

2168 Schiff, L. J.: Quantum Mechanics. Mc Graw Hill, New York 1955.

2169 Schiffner, G., O. Hintringer: Internal Modulation of a He-Ne Laser with a Television Signal. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 172—173.

2170 Schmidt, U. J.: Change of Refractive Index of Ruby During Optical Pumping. J. Appl. Phys. **35**, 1 (1964) 259—260.

2171 Schimitscheck, E. J., R. B. Nehrich, Jr.: Laser Action in Europium Dibenzoylmethide. J. Appl. Phys. **35**, 9 (1964) 2786—2787.

2172 Schimitschek, E. J., E. G. K. Schwarz: Organometallic Compounds as possible Laser Materials. Nature **196**, 4857 (1962) 832—833.

2173 —, A. L. Lewis: Elliptical Head for Liquid Laser Research. Rev. Scient. Instrum. **35**, 7 (1964) 911—912.

2174 —, J. A. Trias, R. B. Nehrich, Jr.: Stimulated Emission in an Europium Chelate Solution at Room Temperature. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 867—868.

2175 Schlickman, J. J., M. E. Fitzgerald, R. H. Kingston: Evidence of Stimulated Emission in Ruby-Laser-Pumped GaAs. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1739—1740.

2176 Schmidt, F. M., et al.: Faraday-Effect Modulation of a Light Beam. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339.

2177 Schimitschek, E. J.: Stimulated Emission in Rare-Earth Chelate (Europium Benzoylacetonate) in a Capillary Tube. Appl. Phys. Lett. **3**, 7 (1. Oct. 1963) 117—118.

2178 Schmidt, U. J.: A High Speed Digital Light Beam Deflection. Phys. Lett. **12**, 3 (1. Oct. 1964) 205—206.

2179 Schröter, F.: Fragen der Anwendbarkeit des Lasers für Navigationszwecke. Elektr. Rundschau **17**, 5 (1963) 242–244.

2180 Schtschegelow, W. A.: Ein Molekularverstärker mit zwei Typen von Eigenschwingungen des Resonators. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **6**, 6 (1963) (russ.) 1275–1279.

2181 Schubert, J.: Übersicht über Prinzip und Anwendung des Molekularverstärkers. VDI Z. **104**, 28 (1962) 1415–1426.

2182 Schuldt, S. B., R. L. Aagard: An Analysis of Radiation Transfer by Means of Elliptical Cylinder Reflectors. Appl. Opt. **2**, 5 (1963) 509–513.

2183 Schultz, G. V.: Comparison of the Absorption Spectra of Ruby in the Ground State and Excited Metastable State. Phys. Lett. **8**, 2 (15. Jan. 1964) 93–95.

2184 —: Colour Change of a Ruby Crystal When Irradiated by Intense Light. Phys. Lett. **9**, 4 (1. May 1964) 301–303.

2185 —: Colour Change of a Ruby Crystal Caused by Ultraviolet Irradiation. ZAMP (Z. angew. Math. & Phys.) **16**, 1 (1965) 73.

2186 Schultz-DuBois, E. O.: Theory of Intermodulation and Harmonic Generation in Traveling-Wave Masers. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 644–656.

2187 —: Anwendungsmöglichkeiten für Laser und Maser in der Nachrichtentechnik. Umschau 1964, 15, 454–458.

2188 —: Paramagnetic Spectra of Substituted Saphires – Part I: Ruby. Bell Syst. Techn. J. **38**, 1–3 (1959) 271–290.

2189 —, H. E. D. Scovil, R. W. DeGrasse: Use of Active Material in Three-Level Solid State Masers. Bell Syst. Techn. **J. 38**, 1–3 (1959) 335–352.

2190 —: Generation of Coherent Radiation from Heat. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 217–220, Columbia University Press, New York 1960.

2191 —: Pulse Sharpening and Gain Saturation in Traveling-Wave Masers. Bell Syst. Techn. J. **43**, 3 (March 1964) 625–658.

2192 Schwartz, R. N., C. H. Townes: Interstellar and Interplanetary Communication by Optical Masers. Nature **190**, 4772 (1961) 205.

2193 Schwarz, S. E.: Scattering of Optical Pulses from a Nonequilibrium Plasma. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1362.

2194 Schwarz, H., A. J. DeMaria: Elektronen-, Ionen- und Laser-Strahlen zur Materialbearbeitung. Physikalische Blätter **19**, 7 (Juli 1963) 307 bis 314.

2195 Scott, A. C.: Efficiency of a P-N Diode Laser. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 325–326.

2196 —: Nonlinear Theory for Laser Diodes. IEEE Trans. ED-**11**, 2 (1964) 41–46.

2197 —: Single Mode Differential Efficiency for Circular and Rectangular Laser Diodes. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 315–316.

2198 Scovil, H., G. Feher, N. Seidel: Operation of a Solid State Maser. Phys. Rev. **105**, 2 (1957) 762–763.

2199 Seashore, C. R.: A Pulse Modulation Application of the GaAs Light Emitting Diode. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1781.

2200 Sehr, R.: Stimulated Emission of 100 μ Radiation from Bi-Sb P-N Junctions. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 725–726.

2201 Senitzky, I. R.: Quantum Noise. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 173—177, Col. Univ. Press, New York 1964.

2202 —: Double Resonance of Inverted Two-Level System. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 280.

2203 —: A Three-Level System as a Resonant Frequency Converter-Noise from Incoherent Pumping. Quantum Electronics, a Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 215—217, Columbia University Press, New York 1960.

2204 —: Induced and Spontaneous Emission in a Coherent Field. I. Phys. Rev. **111**, 1 (July 1958) 3—11.

2205 —: Induced and Spontaneous Emission in a Coherent Field. II. Phys. Rev. **115**, 1 (July 1959) 227—237.

2206 —: Induced and Spontaneous Emission in a Coherent Field. III. Phys. Rev. **119**, 6 (Sept. 1960) 1807—1815.

2207 —: Induced and Spontaneous Emission in a Coherent Field. IV. Phys. Rev. **123**, 5 (1961) 1525—1537.

2208 —: Induced and Spontaneous Emission in a Coherent Field. V. Theory of Molecular Beam Amplification. Phys. Rev. **127**, 5 (1962) 1638—1647.

2209 —: I. Quantum-Mechanical Incoherence and Ordinary Noise. II. Noise in a Coherent Signal Maser Amplifier. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 537—541, Columbia University Press, New York 1961.

2210 —: Induced and Spontaneous Emission in a Coherently-Driven Cavity. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 212—215, Columbia University Press, New York 1960.

2211 Seraphin, B. O., D. G. McCauly, L. G. Lamarca: Piezoelectric Laser Modulator. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 635—639, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2212 —, N. Bottka: Electric Field Effect on the Refractive Index. Appl. Phys. Lett. **6**, 7 (1. April 1965) 134—136.

2213 —, D. A. Orton: Field-Effect Light Modulation in Germanium. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1743—1748.

2214 Serber, R., C. H. Townes: Limits on Electromagnetic Amplification Due to Complementarity. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 233—256, Columbia University Press, New York 1960.

2215 Severin, P. J.: The Quenching of Light by Microwaves Incident on a Negative Glow Plasma in a Cold Cathode Glow Discharge in He-Ne Mixture. Phys. Lett. **9**, 2 (1. April 1964) 129.

2216 Shaffer, J. C., F. E. Williams: Impurity States in Semiconducting Masers and Radiative Transitions of Donor-Acceptor Pairs. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 860.

2217 Sharkey, A. G., Jr., J. L. Shultz, R. A. Friedel: Gases from Flash and Laser Irradiation of Coal. Nature **202**, 4936 (6. June 1964) 988—989.

2218 Shen, Y. R.: Faraday Rotation of Rare-Earth Ions. I. Theory. Phys. Rev. **133**, 2A (Jan. 1964) A511—A515.

2219 Shen, Y. R., N. Bloembergen: Faraday Rotation of Rare-Earth Ions in CaF_2. II. Experiments. Phys. Rev. **133**, 2A (Jan. 1964) A515—A520.

2220 She, C. Y., H. Heffner: Analysis of Spherical Sector Resonators for the Production of a Focused Laser Beam. J. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 703—708.

2221 Shimazu, M., I. Ogura, A. Hashimoto, H. Sasaki: On the Time-Resolved High-Resolution Spectroscopic Study of the Emission from the Ruby

Laser. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 405–415, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2222 SHIMODA, K.: Stabilization of the He-Ne Maser on the Atomic Line Center. J. Opt. Soc. Am. **54**, 4 (1964) 560.

2223 SHIMODA, K., A. JAVAN: Stabilization of the He-Ne Maser on the Atomic Line Center. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 718–726.

2224 SHIMODA, K.: Interpretation of Rings in the Far-Field Pattern of Optical Masers. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 8 (1963) 445–450.

2225 —: Threshold Conditions of Masers for Higher Frequencies. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 75–79. Appl. Opt. **1**, 3 (May 1962) 303–307.

2226 SHIMODA, K.: Proposal for an Electron Accelerator Using an Optical Maser. Appl. Opt. **1**, 1 (1962) 33–36.

2227 —: Amplitude and Frequency Variations in Ruby Optical Masers. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 95–109, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2228 —: Theory of Masers for Higher Frequencies. Sci. Papers Inst. Phys. Chem. Research (Tokyo) **55** (March 1961) 1–6.

2229 —: Theory of Masers for Higher Frequencies and Its Application to a Microbeam Electronic Accelerator. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 472–473.

2230 —, T. C. WANG, C. H. TOWNES: Further Aspects of the Theory of the Maser. Phys. Rev. **102**, 5 (June 1956) 1308–1321.

2231 SHINODA, G., T. SUSUKI, M. UMENO: Light Source System for Ruby Laser. Jap. J. Appl. Phys. **1**, 6 (1962) 364–365.

2232 SHIONOYA, S., E. NAKAZAWA: Sensitization of Tb^{3+} Luminescence by Ce^{3+} and Cu^{+} in Glasses. Appl. Phys. Lett. **6**, 6 (15. March 1965) 118–120.

2233 —, —: Sensitization of Nd^{3+} Luminescence by Mn^{2+} and Ce^{3+}. Appl. Phys. Lett. **6**, 6 (15. March 1965) 117–118.

2234 SHPOLSKI, E. V.: New Data on the Properties of Emission of Quantum Light Generators (Lasers). Usp. Fiz. Nauk **77** (1962) 553–558.

2235 SIEGMANN, A. E.: Design Considerations for Laser Pulse Amplifiers. J. Appl. Phys. **35**, 2 (1964) 460.

2236 —: Nonlinear Optical Effects: An Optical Power Limiter. Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 127–132. Appl. Opt. **1**, 6 (1962) 739–745.

2237 —: Microwave Solid-State Masers. Mc Graw-Hill Book Company, New York 1964.

2238 —: Unstable Optical Resonators for Laser Applications. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 277–287.

2239 —: Modes in Unstable Optical Resonators. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 729.

2240 —, S. E. HARRIS, B. J. MCMURTRY: Optical Heterodyning and Optical Demodulation at Microwave Frequencies. Optical Masers, Ed. J. Fox, 511–527, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2241 —, —, —: Microwave Demodulation of Light. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1651–1658, Col. Univ. Press, New York 1964.

2242 —, —, —: Microwave Modulation and Demodulation of Light. Tech. Rep. 176–2 (July 1962) Stanford Electronics Lab.

2243 —, B. J. MCMURTRY: Lossless Beam Combination for Optical Heterodyning. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 94.

2244 Siegman, A. E., et al.: Frequency Translation of an He-Ne Laser's Output Frequency by Acoustic Output Coupling Inside the Resonant Cavity. Appl. Phys. Lett. **5**, 1 (1964) 1–2.

2245 Silver, M., R. S. Witte, C. M. York: Photobeats between Modes in Ruby Lasers. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 539–540.

2246 –, –, –: Investigation of Photo Beats from Ruby Lasers. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (April 1963) 380.

2247 Simmons, P. L.: Space Communications by the Use of Lasers. An Enumerative Bibliography (to July 1962). IRE Trans. CS- **10**, 4 (1962) 449–456.

2248 Simon, J. C., E. Spitz: Propagation guidée de lumière cohérente. J. Phys. Radium **24** (1963) 147–149.

2249 Simpson, G. R.: Continuous Sun-Pumped Room Temperature Glass Laser Operation. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 783–784.

2250 –: Optical Design for Sun-Pumping a CW Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 595.

2251 Sinclair, D. C.: Choice of Mirror Curvatures for Gas Laser Cavities. Appl. Opt. **3**, 9 (1964) 1067–1071.

2252 –, M. P. Givens: Determination of the Velocity of Light Using the Laser as a Source. J. Opt. Soc. Am. **54**, 6 (1964) 795–797.

2253 Singer, J. R.: Optical Maser Utilizing Molecular Beams. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (Jan. 1962) 14.

2254 –: Masers. John Wiley & Sons, New York 1959.

2255 –, S. Wang: The Emission, Pulse-Level Inversion, and Modulation of Optical Masers. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 299–308, Columbia University Press, New York 1961.

2256 –, –: General Analysis of Optical, Infrared, and Microwave Maser Oscillator Emission. Phys. Rev. Lett. **6**, 7 (1. April 1961) 351–354.

2257 Singh, S., L. T. Bradley: Three-Photon Absorption in Naphtalene Crystals by Laser Excitation. Phys. Rev. Lett. **12**, 22 (1. June 1964) 612–614.

2258 Singh, S., B. P. Stoicheff: Blue Fluorescence in Crystals Excited by the Ruby Optical Maser. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 385–403, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2259 Sinnett, D. M.: An Analysis of the Maser Oscillator Equations. J. Appl. Phys. **33**, 4 (1962) 1578–1581.

2260 Sirons, J.: Lasers for Aerospace Weaponry. Techn. Docum. Report No. ASD-TDR-62-440 (May 1962) 1–42. U. S. Department of Commerce.

2261 Skatschkow, Ju. F.: Über die Möglichkeit der Registrierung von einzelnen Lichtquanten durch gekühlte Photomultiplier. PTE **2** (1964) (russ.) 624–626.

2262 Skinner, J. G.: Pumping Energy Distribution in Ruby Rods. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 963–965.

2263 –, J. E. Geusic: A Diffraction Limited Oscillator. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1437–1444. Col. Univ. Press, New York 1964.

2264 Slack, G. A.: Thermal Conductivity of MgO, Al_2O_3, $MgAl_2O_4$, and Fe_3O_4 Crystals from 3° to 300° K. Phys. Rev. **126**, 2 (April 1962) 427–441.

2265 –: Thermal Conductivity of CaF_2, MnF_2, CoF_2, and ZnF_2 Crystals. Phys. Rev. **122**, 5 (June 1961) 1451–1464.

2266 SLIKER, T. R., S. R. BURLAGE: Some Dielectric and Optical Properties of KD_2PO_4. J. Appl. Phys. **34**, 7 (1963) 1837–1840.
2267 SLOBODIN, L.: Optical Correlation Technique. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1782.
2268 SMILEY, V. N.: A Long Gas Phase Optical Maser Cell. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 587–591, Col. Univ. Press, New York 1964.
2269 —: An Active Interference Filter as an Optical Maser Amplifier. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 120–124.
2270 —: New He-Ne and Ne Laser Lines in the Infrared. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 123–124.
2271 SMITH, A. W.: Optical Harmonic Generation in Two Ferroelectric Crystals. Appl. Opt. **3**, 1 (1964) 147–151.
2272 —, N. BRASLAU: Optical Mixing of Coherent and Incoherent Light. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 529–539, Polytechnic Press, Brooklyn 1963 und IBMJ. Res. Develop. **6**, 3 (1962) 361–362.
2273 —, G. W. WILLIAMS: On the Detection of Maser Signals by Photoelectric Mixing. J. Opt. Soc. Am. **52**, 3 (March 1962) 337–338.
2274 —, M. I. NATHAN, J. A. ARMSTRONG: Harmonic Generation in Injection Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 3 Pt. 1 (1964) 733–734.
2275 SMITH, H. M., A. F. TURNER: Vacuum Deposited Thin Films Using a Ruby Laser. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 147–148.
2276 SMITH, J.: Optical Maser Action in the Negative Glow Region of a Cold Cathode Glow Discharge. J. Appl. Phys. **35**, 3 Pt. 1 (1964) 723–724.
2277 SMITH, N. W. W.: The Detection of the Modulated Optical Signals by Photoelectric Emission. J. Electronics & Control **16**, 6 (1964) 687–720.
2278 SMITH, R. C., L. S. WATKINS: A Proposed Method for Reducing the Locking-Frequency of a Ring Laser. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 161.
2279 SMULLIN, L. D., G. FIOCCO: Project Lunar See. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1703–1704.
2280 —, —: Optical Echoes from the Moon. Nature **194**, 4835 (1962) 1267.
2281 SNITZER, E.: Optical Dielectric Waveguides. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 348–370, Columbia University Press, New York 1961.
2282 —: Neodymium Glass Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (1962) 602.
2283 —: Neodymium Glass Laser. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 999–1019, Col. Univ. Press, New York 1964.
2284 —, R. CREVIER, F. HOFFMAN: Neodymium-Glass-Fiber Laser. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (April 1963) 515.
2285 —, F. HOFFMAN, N. GUERTIN: Time-Resolved Spectra of 1,06 μ Neodymium Glass Lasers. J. Opt. Soc. Am. **54**, 4 (1964) 559.
2286 —, J. W. HICKS: Optical Waveguide in Small Glass Fibers. J. Opt. Soc. Am. **49**, 11 (Nov. 1959) 1128.
2287 —: High-Power Pulsed Neodymium Glass Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (1962) 1323.
2288 —: Cylindrical Dielectric Waveguide Modes. J. Opt. Soc. Am. **51**, 5 (1961) 491–498.
2289 —: Proposed Fiber Cavities for Optical Masers. J. Appl. Phys. **32**, 1 (1961) 36–39.

2290 SNITZER, E.: Optical Maser Action of Nd^{3+} in a Barium Crown Glass. Phys. Rev. Lett. **7**, 12 (Dec. 1961) 444—446.

2291 —, H. OSTERBERG: Observed Dielectric Waveguide Modes in the Visible Spectrum. J. Opt. Soc. Am. **51**, 5 (1961) 499—505.

2292 —, R. WOODCOCK: Yb^{3+}-Er^{3+} Glass Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, **3** (1965) 45—46.

2293 SNYDER, G. L., S. R. HURST, A. B. GRAFINGER, H. W. HALSEY: Satellite Laser Ranging Experiment. Proc. IEEE **53**, 3 (1965) 298—299.

2294 SOFFER, B. H.: "Giant Pulse Laser Operation by a Passive, Reversibly Bleachable Absorber" Comment on Illustration in "...": A. Miller, J. Appl. Phys. **36**, 1 (1965) 334—335. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2551.

2295 —, R. H. HOSKINS: Fluorescence and Stimulated Emission from $Gd_2O_3 : Nd^{3+}$ at Room Temperature and 77° K. Appl. Phys. Lett. **4**, 6 (15. March 1964) 113—114.

2296 —, —: Generation of Giant Pulses from a Neodymium Laser by a Reversibly Bleachable Absorber. Nature **204**, 4955 (1964) 276.

2297 SOLIMINI, D.: Light Waves Mixing in Nonlinear Anisotropic Media. Proc. IEEE **51**, 11 (1963) 1408—1411.

2298 SOLOMON, R., L. MUELLER: Stimulated Emission at 5985 Å from Pr^{3+} in LaF_3. Appl. Phys. Lett. **3**, 8 (15. Oct. 1963) 133—137.

2299 SOLON, L. R., R. ARONSON, G. GOULD: Physiological Implications of Laser Beams. Science **134**, 3489 (1961) 1506—1508.

2300 SOMMERS, H. S., Jr.: Demodulation of Low-Level Broad-Band Optical Signals with Semiconductors. Part I. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 140—146.

2301 SOMMERS, H. S., W. B. TEUTSCH: Demodulation of Low-Level Broad-Band Optical Signals with Semiconductors. Part II — Analysis of the Photoconductive Detector. Proc. IEEE **52**, 2 (1964) 144—153.

2302 SONNENBERG, H., H. HEFFNER, W. SPICER: Two-Photon Photoelectric Effect in Cs_3Sb. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (1. Sept. 1964) 95—96.

2303 SOOHOO, R. F.: Nonconfocal Multimode Resonators for Masers. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 70—75.

2304 SOOY, W. R., R. S. CONGLETON, B. E. DOBRATZ, W. K. NG: Dynamic Limitations on the Attainable Inversion in Ruby Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1103—1112, Col. Univ. Press, New York 1964.

2305 —, M. GELLER, D. P. BORTFELD: Switching of Semiconductor Reflectivity by a Giant Pulse Laser. Appl. Phys. Lett. **5**, 3 (1. Aug. 1964) 54—56.

2306 SOOY, W. R., M. L. STITCH: Energy Density Distribution in a Polished Cylinder of Laser Material. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1719—1723.

2307 SOREF, R. A., H. W. MOOS: Optical Second-Harmonic Generation in ZnS-CdS. and CdS-CdSe Alloys. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 2152 bis 2158.

2308 SOROKIN, P. P.: Transitions of RE^{2+} Ions in Alkaline Earth Halide Lattices. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 985—997, Col. Univ. Press, New York 1964.

2309 —, J. D. AXE, Jr., J. R. LANKARD: Spectral Characteristics of Continuously Operating GaAs Diodes. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 481—489, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2310 SOROKIN, P. P., J. D. AXE, Jr., J. R. LANKARD: Spectral Characteristics of GaAs Lasers Operating in "Fabry-Perot" Modes. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2553—2556.

2311 —, N. BRASLAU: Some Theoretical Aspects of a Proposed Double Quantum Stimulated Emission Device. IBM J. Res. & Dev. **8**, 2 (1964) 177—181.

2312 —, J. J. LUZZI, J. R. LANKARD, G. D. PETTIT: Ruby Laser Q-Switching Elements Using Phthalocyanine Molecules in Solution. IBM J. Res. & Dev. **8**, 2 (1964) 182—184.

2313 —, M.J. STEVENSON: Stimulated Emission from $CaF_2:U^{3+}$ and $CaF_2:Sm^{2+}$. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 65—77, Columbia University Press, New York 1961.

2314 —, —: Stimulated Infrared Emission from Trivalent Uranium. Phys. Rev. Lett. **5**, 12 (Dec. 1960) 557—559.

2315 —, —: Solid State Optical Maser Using Trivalent Uranium and Divalent Samarium. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 477.

2316 —, —: Solid State Optical Maser Using Divalent Samarium in Calcium Fluoride. IBM J. Res. u. Dev. **5**, 1 (1961) S. 56—58.

2317 SMITH, A. W., J. A. ARMSTRONG: Intensity Fluctuations and Correlations in a GaAs Laser. Phys. Lett. **16**, 1 (1965) 38—39.

2318 SOROKIN, P. P., M. J. STERENSON, R. LANKARD, G. D. PETTIT: Characteristics of $SrF_2:Sm^{2+}$ Optical Masers. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (March 1962) 195.

2319 —, —, —, —: Spectroscopy and Optical Maser Action in $SrF_2:Sm^{2+}$. Phys. Rev. **127**, 2 (July 1962) 503—508.

2320 —, —: Solid-State Optical Maser Using Divalent Samarium in Calcium Fluoride. IBM J. Res. & Dev. **5**, 1 (1961) 56—58.

2321 SOTSKII, B. A., A. M. GONTSCHARENKO: Generation Conditions for a Two-Level Crystal. Sov. Phys. Doklady **9**, 1 (July 1964) 7—9. Russ.: **154**, 1 (Jan. 1964) 91—93.

2322 SPECHT, W. A., Jr.: Light Scattering from Dielectric Film Laser Mirrors. Proc. IEEE **51**, 4 (1963) 615—616.

2323 SPENCER, K. J.: Lasers, a Second Bibliography Covering the Period May 1962 to Dec. 1962. Ministry of Aviation (UK), Central Library, St. Giles Court, London.

2324 —: A Laser Bibliography. TIL 3, U.K. Ministry of Aviation, Central Library, London, Dec. 1958—May 1962.

2325 SPICER, W. E.: Optical Transitions in which Crystal Momentum is not Conserved. Phys. Rev. Lett. **11**, 6 (15. Sept. 1963) 243—245.

2326 SPILLER, E.: Ausgangsleistung und Anpassung des He-Ne-Lasers. Phys. Lett. **9**, 2 (1. April 1964) 125—127.

2327 SAGE, S. J.: High Efficiency Optical Maser Parameters. Appl. Opt. **1**, 2 (1962) 173—179.

2328 STARODUBTZEW, S. W., M. S. JUNUSOV: Einfluß der Gammastrahlung auf einige optische Eigenschaften des synthetischen Rubins. Akad. Wiss. Usbek Sowj. Rep., Ser. Phys. math. Wiss. **1** (1964) (russ.) 92—94.

2329 STATZ, H., G. DEMARS: Transients and Oscillation Pulses in Masers. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. TOWNES, S. 530—538, Columbia University Press, New York 1960.

2330 STATZ, H., C. LUCK, C. SHAFER, M. CIFTAN: Observations on Oscillation Spikes in Multimode Lasers. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 342–348, Columbia University Press, New York 1961.

2331 –, R. PAANANEN: Zeeman Effect in Gaseous He-Ne Optical Maser. J. Appl. Phys. **33**, 7 (1962) 2319–2321.

2332 –, –, G. F. KOSTER: Zeeman Effect in Optical Helium-Neon Maser. Bull. Am. Phys. Soc., II **7** (March 1962) 195.

2333 –, C. L. TANG: Multimode Oscillations in Solid-State Masers. J. Appl. Phys. **35**, 5 (1964) 1377–1383.

2334 –, –, G. A. DEMARS: Multimode Oscillations in Solid-State Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 66.

2335 STATZ, H., et al.: Approximate Electromagnetic Transition Probabilities and Relative Electron Excitation Cross Sections for Rare-Gas Masers. J. Appl. Phys. **34**, 9 (1963) 2625–2632.

2336 –, C. TANG, G. DEMARS: Effect of Spatial Cross Relaxation on the Spectral Output and Spiking Behavior of Solid State Lasers. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (Jan. 1963) 87.

2337 –, –: Zeeman Effect and Nonlinear Interactions between Oscillating Modes in Masers. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 469–480, Col. Univ. Press, New York 1964.

2338 –, –, J. M. LAVINE: Spectral Output of Semiconductor Lasers. J. Appl. Phys. **35**, 9 (1964) 2581–2585.

2339 STEELE, E. L., W. C. DAVIS: Laser Amplifiers. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 348–351.

2340 STEFANOV, V.: Thermally Tuned Optical Maser. Comp. rend. Acad. Bulg. Sci. **16**, 6 (1963) 489–492.

2341 STEINBERG, H. A.: Signal Detection with a Laser Amplifier. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 28–32.

2342 STEINBERG, H.: The Use of a Laser Amplifier in a Laser Communication System. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 943.

2343 STEINSCHLEIGER, V. B., G. S. MISEZHNIKOV: Increase of Efficiency of a Travelling-Wave Ruby Maser. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 957–961, Col. Univ. Press, New York 1964.

2344 –, G. S. MISEZHNIKOW: Das Durchlaßband eines Mehrresonatoren-paramagnetischen Quantenverstärkers. Radiotechnik u. Elektronik **9** 12 (1964) (russ.) 2099–2104.

2345 STEINSCHLEIGER, V. B., S. W. DEDKOW: Paramagnetische Quantenverstärker. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 11 (1964) (russ.) 5–18.

2346 STEPANOV, B. I., W. P. GRIBBOWSKII: Die Berücksichtigung der Verbreiterung des metastabilen Niveaus eines Dreiniveauquantenverstärkers. Ber. Akad. Wiss. Weißruss. Sowjetrepl. **7**, 5 (1963) (russ.) 305–308.

2347 –, A. S. RUBANOV: Die Berücksichtigung des Einflusses des Rauschens auf die optischen Eigenschaften eines Quantenverstärkers. J. angew. Spektr. **1**, 1 (1964) (russ.) 35–40.

2348 –, A. M. SAMSON: Die Relaxationsgeschwindigkeit des stabilen stationären Zustands eines Lichtquantenverstärkers. Optik u. Spektr. **16**, 1 (1964) (russ.) 167–169.

2349 Sterzer, F.: "Push-Pull" Optical Modulators and Demodulators. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1197—1198.

2350 —, R. J. Blattner, S. F. Miniter: Cuprous Chloride Light Modulators. J. Opt. Soc. Am. **54**, 1 (1964) 62—68.

2351 Stevens, K. W. H.: Spin Systems and Cavity Modes. Quantum Electronics, A Symposium, Ed. C. H. Townes, S. 545—553, Columbia University Press, New York 1960.

2352 Stevenson, M. J., W. Reuter, N. Braslau, P. P. Sorokin, A. J. Landon: Spectral Characteristics of Exploding Wires for Optical Maser Excitation. J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 500—509.

2353 —, J. D. Axe, J. R. Lankard: Line Width and Pressure Shifts in Mode Structure of Stimulated Emission from GaAs Junctions. IBM J. Res. u. Dev. **7**, 2 (April 1963) 155—156.

2354 —, W. Reuter, P. P. Sorokin, A. J. Landon: Exploding Wires as Pumping Sources for Optical Masers. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (March 1962) 195.

2355 Stickley, C. M.: A Study of Transverse Modes of Ruby Lasers Using Beat-Frequency Detection and Fast Photography. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 967—979.

2356 —, R. A. Bradbury: Radiation Patterns and Axial Modes of Ruby Lasers. Air Force Cambridge Research Lab. Rpt. AFCRL-62-386, June 1962.

2357 —, R. C. White, Jr., R. A. Bradbury: Time Variation of Axial Frequencies in Ruby Lasers. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. Chang, S. 235—250, Ohio State Univ., 1963.

2358 —: Observation of Beats between Transverse Modes in Ruby Lasers. Proc. IEEE **51**, 5 (1963) 848—849.

2359 —: Optical Quality and Radiation Patterns of Ruby Lasers. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 855—860.

2360 —, R. A. Bradbury: Far-Field Fabry-Perot Diffraction Patterns of a Neodymium in Glass Laser. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 867—868.

2361 —, —, P. E. Schweitzer: Observations on Modes, Radiation Patterns, the Spectrum and Spiking of Ruby Lasers. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 159—160, Tokio.

2362 —, R. L. Townsend, Jr.: Detection of Transverse Mode Beat Frequencies from Ruby Lasers. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 541—547, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2363 Stierwalt, D. L., J. B. Bernstein, D. D. Kirk: Measurement of the Infrared Spectral Absorptance of Optical Materials. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1169—1174.

2364 Stimler, M., G. P. Worrell: Nonlinear Photocell Response Due to Laser Beam Spread. Appl. Opt. **3**, 4 (1964) 538—539.

2365 Stitch, M. L.: Repetitive Hair-Trigger Mode of Optical Maser Operation. Proc. IRE **49**, 10 (1961) 1571—1572.

2366 —: Power Output Characteristics of a Ruby Laser. J. Appl. Phys. **32**, 10 (1961) 1994—1999.

2367 —, E. J. Woodbury, J. H. Morse: Stimulation Versus Emission in Ruby Optical Maser. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 83—85, Columbia University Press, New York 1961.

2368 Stocker, T. L., M. Birnbaum: New Method for Achieving Mode Dis-

crimination in Solid-State Lasers. Bull. Am. Phys. Soc., II **8** (1963) 443.

2369 STOCKER, T. L., M. BIRNBAUM: Power-Dependent Splitting of the R_1 Doublet in Ruby Lasers at 77° K. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 499.

2370 STOICHEFF, B. P.: Characteristics of Stimulated Raman Radiation Generated by Coherent Light. Phys. Lett. **7**, 3 (Nov. 1963) 186–188.

2371 –, A. SZABO: Interference Rings in Ruby Maser Beams. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 811–816.

2372 –, G. R. HANES: Interferometric Studies of Ruby Maser Emission. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 595.

2373 STOCKMAN, D. L., W. R. MALLORY, K. F. TITTEL: Stimulated Emission in Aromatic Organic Compounds. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 318–319.

2374 STOLL, I.: Quantum Generators. Casop. Fxs. **14**a, 3 (1964) 211–221.

2375 STONE, S. M.: A Microwave Electro-Optic Modulator which Overcomes Transit Time Limitation. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 409.

2376 STRACHOWSKIJ, G. M., W. M. TATARENKOV: Ein einfacher Thermostat für einen Resonator des Molekularverstärkers. Nachr. Hochsch., Ser. Radiophys. **6**, 6 (1963) (russ.) 1273–1274.

2377 –, –: Neue Methoden der Frequenzabstimmung eines Molekulargenerators mit Hilfe der Modulation des hohen Vakuums im Vakuumkorpus eines Generators. Nachr. Hochsch. Serie Radiophys. **7**, 5 (1964) (russ.) 992–994.

2378 –, –: Eine neue Möglichkeit zum Erhalt eines Bündels der langsamen Moleküle für einen Molekulargenerator. Nachr. Hochsch. UDSSR, Ser. Radiophys. **7**, 5 (1964) (russ.) 994–995.

2379 –, J. W. TSCHEREMISKIN: Die Untersuchung der Charakteristiken von Molekularverstärkern. „Molekulargeneratoren". Arb. Lebedew Inst. Akad. Wiss. Moskau (1963) (russ.) 68–106.

2380 STRIZHEWSKIJ, W. L.: Die Interferenzerscheinung in Lasersystemen. Optik u. Spektr. **16**, 1 (1964) (russ.) 169–171.

2381 STONES, W. J., B. P. STOICHEFF: Inverse Raman Spectra: Induced Absorption at Optical Frequencies. Phys. Rev. Lett. **13**, 22 (1964) 657–659.

2382 STROKE, G. W.: Attenuation of Laser Light and Efficiency of Optical Diffraction Gratings. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 862–863.

2383 –: Optical Network and Filter Synthesis Using the Theory of Distributions. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 855.

2384 STUMPERS, P. L. H. M.: Signal Statistics, Yesterday and Today. Radio Science **68**D, 9 (1964) 923–926.

2385 STURGE, M. D.: Effect of a Static Electric Field on the R Lines of $(3d)^3$ Ions in Corundum. Phys. Rev. **133**, 2A (Febr. 1964) A 795–A 800.

2386 –, D. F. NELSON: Absorption Strength and Radiative Efficiency of the R Lines in Dilute Ruby. Bull. Am. Phys. Soc. **9**. 3 (1964) 281.

2387 SUBOTOWITZ, M.: Test of the General Theory of Relativity. Nature **196**, 4855 (1962) 629–630.

2388 SUCOV, E.: Energy Output of Ruby Laser Rods Related to Spike Parameters. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 659.

2389 SUBRAMANIAN, M., J. A. COLLINSON: Modulation of Laser Beams by Atmospheric Turbulence. Bell. Syst. Techn. J. **43**, 3 (1965) 543–546.

2390 SUDARSHAM, E. C. G.: Equivalence of Semiclassical and Quantum-

Mechanical Descriptions of Statistical Light Beams. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 45–50, Polytechnic Press, Brooklyn 1963. Phys. Rev. Lett. **10**, 7 (1. April 1963) 277–279.

2391 Suematsu, Y., K. Iga: Experiment on Quasi-Fundamental Mode Oscillation of Ruby Laser. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 87–88.

2392 Sugano, S., Y. Tanabe: Absorption Spectra of Cr^{3+} in Al_2O_3. Part A. Theoretical Studies of the Absorption Bands and Lines. J. Phys. Soc. Japan **13**, 8 (1958) 880–898.

2393 –, I. Tsujikawa: Absorption Spectra of Cr^{3+} in Al_2O_3. Part B. Experimental Studies of the Zeeman Effect and other Properties of the Line Spectra. J. Phys. Soc. Japan **13**, 8 (1958) 899–910.

2394 –: Spectroscopy for Solid-State Optical Masers. Appl. Opt. **1**, 3 (1962) 295–301. Appl. Opt. Suppl. 1 (1962) 92–98.

2395 Svelto, O.: Pumping Power Considerations on an Optical Maser. Appl. Opt. Suppl. 1 (1962) 107–113.

2396 –: Pumping Power Considerations on an Optical Maser. Appl. Optics **1**, 6 (1962) 745–752.

2397 –, M. Di Domenico, Jr.: High-Index-of-Refraction Spherical Sheath Composite-Rod Optical Masers. Appl. Opt. **2**, 4 (1963) 431–440.

2398 –, P. D. Coleman, M. Di Domenico, Jr., R. H. Pantell: Photoconductive Mixing in CdSe Single Crystals. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3182–3186.

2399 Suprynowicz, V. A.: Acoustical Generation by Optical Masers. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 849.

2400 Szabo, A.: Microwave Maser Action in Ruby at 78° K by Laser Pumping. Optical Masers, Ed. J. Fox, S. 627–634, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2401 –: Microwave Maser Action in Ruby at 78° K by Laser Pumping. Proc. IEEE **51**, 7 (1963) 1037–1038.

2402 –: Time Dependence of Ruby Laser Emission at 78° K. J. Appl. Phys. **35**, 7 (1964) 2263–2264.

2403 –, F. R. Lipsett: Side Emission from Ruby Laser Rods. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1690.

2404 –, R. A. Stein: Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 6 (1964) 660.

2405 Szöke, A., A. Javan: Isotope Shift and Saturation Behavior of the 1.15 μ Transition of Ne. Phys. Rev. Lett. **10**, 12 (15. June 1963) 521–524.

2406 –: Line Shapes of the 1,15 μ Ne Transition. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 1 (1964) 65.

2407 Tabor, W. J.: The Use of Wollaston Prisms for a High-Capacity Digital Light Deflector. Bell Syst. Techn. J. **43**, 3 (May 1964) 1153–1154.

2408 –, F. S. Chen, E. O. Schultz-DuBois: Measurement of Intermodulation and a Discussion of Dynamic Range in a Ruby Traveling-Wave Maser. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 656–663.

2409 –, J. T. Sibilia: Masers for the Telstar Satellite Communications Experiment. Bell Syst. Techn. J. **42**, 4 (1963) 1863–1886.

2410 Takahashi, T., T. Shigematsu, K. Kakizaki: Gain Saturation and a Method of Specifying Output Power Characteristics of a Laser Tube. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1741–1742.

2411 TAKUMA, H., D. A. JENNINGS: Stimulated Brillouin Scattering in the Off-Axis Resonator. Appl. Phys. Lett. **5**, 12 (15. Dec. 1964) 239–242.
2412 —, —: Characteristics of a Raman Laser Excited by an Ordinary Ruby Laser. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 146–149.
2413 —, —: Raman Laser with Low Exciting Power. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 4 (1964) 499–500.
2414 —, —: Coherent Raman Effect in the Off-Axis Raman Laser Resonator. Appl. Phys. Lett. **4**, 11 (1964) 185–186.
2415 —, F. SHIMIZU: Semicontinuous Wave Generation in Ruby Optical Masers. Japanese J. Appl. Phys. **2**, 2 (1963) 197.
2416 TAMAI, T., M. ARCHIWA: Ruby Laser and Second Harmonic Generation. J. Phys. Soc. Japan **18**, 6 (1963) 917.
2417 TANG, C. L.: On Maser Rate Equations and Transient Oscillations. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 2935–2940.
2418 —: Higher Order Coherent Raman Effects. Phys. Rev. **134**, 5A (1964) 1166–1173.
2419 —: Relative Probabilities for the Xenon Laser Transitions. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 219–220.
2420 —: On Diffraction Losses in Laser Interferometers. Appl. Opt. **1**, 6 (1962) 768–770.
2421 —, H. STATZ, G. DEMARS: Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers. J. Appl. Phys. **34**, 8 (1963) 2289–2295.
2422 —, —, —: Regular Spiking and Single-Mode Operation of Ruby Laser. Appl. Phys. Lett. **3**, 11 (1963) 222–224.
2423 TANG, C. L., et al.: Spectral Properties of a Single-Mode Ruby Laser: Evidence of Homogeneous Broadening of the Zero-Phonon Lines in Solids. Phys. Rev. **136**, 1A (1964) 1–8.
2424 TARG, R., G. A. MASSEY, S. E. HARRIS: Laser Frequency Translation by Means of Electro-Optic Coupling Control. Proc. IEEE **52**, 10 (1964) 1247–1248.
2425 —: Optical Heterodyne Detection of Microwave-Modulated Light. Proc. IEEE **52**, 3 (1964) 303–304.
2426 TATUOKA, S.: Higher Oscillation Modes in Nd Glass Laser. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 986–987.
2427 TAYLOR, A. H.: A High Repetition Rate Laser System. Proc. IEEE **52**, 1 (1964) 93.
2428 TAYLOR, J. E.: Quenching of Optical Gain in He-Ne Masers by Oxygen. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 281.
2429 TAYLOR, M. J., G. R. HANES, K. M. BAIRD: Diffraction Loss and Beam Size in Laser with Spherical Mirrors. J. Opt. Soc. Am. **54**, 11 (1964) 1310–1314.
2430 TELL, B., J. M. WORLOCK, R. J. MARTIN: Enhancement of Elasto-Optic Constants in the Neighborhood of a Gap in ZnO and CdS. Appl. Phys. Lett. **6**, 7 (1. April 1965) 123–124.
2431 TERHUNE, R. W., P. D. MAKER, C. M. SAVAGE: Observation of Saturation Effects in Optical Harmonic Generation. Appl. Phys. Lett. **2**, 3 (1. Febr. 1963) 54–55.
2432 TERHUNE, R. W., P. D. MAKER, C. M. SAVAGE: Optical Harmonic Generation in Calcite. Phys. Rev. Lett. **8**, 10 (May 1962) 404–405.
2433 TER-MIKAELYAN, M. L., A. L. MIKAELYAN: The Theory of Laser Radiation.

Sov. Phys. Doklady **9**, 4 (Oct. 1964) 305–307. Russ.: **155**, 6 (April 1964) 1298–1301.

2434 TER-MIKAELYAN, M. L.: Intensitätsberechnung eines Impulslasers. Ber. Akad. Wiss. Armen. Sowj. Rep. **38**, 2 (1964) (russ.) 105–110.

2435 THALER, W. J.: Frequency Modulation of a He-Ne Laser Beam via Ultrasonic Waves in Quartz. Appl. Phys. Lett. **5**, 2 (15. July 1964) 29–31.

2436 THAXTER, J. B., P. E. TANNENWALD: Phonon Generation at 70 kMcps. PTGMTT Intern. Symp. (19. May–21. May 1964) 694–671.

2437 THEIMER, C.: Scattering Cross Section of Ideal Gases for Narrow Laser Beams. Phys. Rev. Lett. **13**, 21 (1964) 622–625.

2438 THEISSING, H. H., P. J. CAPLAN, T. EWANIZKY, G. DE LHERY: Flash and cw Methods for Laser Potentiality Measurements. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 951–955.

2439 –, –, –, –: A Method for Evaluating Laser Potentialities of Crystals. Appl. Opt. **2**, 3 (1963) 291–298.

2440 –, –, F. A. DIETER, N. RABBINER: Optical Pumping in Crystals. Phys. Rev. Lett. **3**, 10 (Nov. 1960) 460–462.

2441 THIELMANN, W.: Zur Bestimmung der Kristallaufheizung bei der Erzeugung von Rekombinationsstrahlung an pn-Übergängen mit starken Stromimpulsen. Phys. Stat. Sol. **6**, 2 (1964) K1–K3.

2442 THIK, F. V.: Selective Excitation of Neon Atoms by the Addition of Helium. Sov. Phys. Doklady **9**, 9 (March 1965) 901–902. Russ.: **158**, 2 (Sept. 1964) 321–323.

2443 THIESS, G. H.: Method for Detecting Microwave Modulated Light. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 950.

2444 THOMAS, D. G., J. J. HOPFIELD: Fluorescence in CdS and its Possible Use for an Optical Maser. J. Appl. Phys. **33**, 11 (1962) 3243–3249.

2445 THOMAS, D. E.: Numerical Computation of Phase from Amplitude at Optical Frequencies. Bell Syst. Techn. J. **42**, 3 (May 1963) 637–679.

2446 THORP, J. S., D. A. CURTIS: Imperfections in Ruby Maser Crystals. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 911–921, Col. Univ. Press, New York 1964.

2447 –, –, D. R. MASON: Concentration and Textural Inhomogeneities in Synthetic Ruby. Brit. J. Appl. Phys. **15**, 6 (1964) 775–777.

2448 TIEN, P. K., D. MACNAIR, H. L. HODGES: Electron Beam Excitation of Gas Laser Transitions and Measurements of Cross Sections of Excitation. Phys. Rev. Lett. **12**, 1 (Jan. 1964) 30–33.

2449 –, J. P. GORDON, J. P. WHINNERY: Focusing of a Light Beam of Gaussian Field Distribution in Continuous and Periodic Lens-Like Media. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 129–136.

2450 TIETJEN, J. J., S. A. OCHS: Improved Performance of $GaAs_{1-X}P_X$ Laser Diodes. Proc. IEEE **53**, 2 (1965) 180–181.

2451 TIPPINS, H. H.: Optical and Microwave Properties of Trivalent Chromium in β-Ga_2O_3. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 281–282.

2452 TITLE, R. S.: Paramagnetic Resonance of the Shallow Acceptors Zn and Cd in GaAs. IBM J. **7**, 1 (Jan. 1963) 68–69.

2453 TITTEL, K. F., J. P. CHERNOCH: Gain-Delay Characteristics of a Pulsed Neodymium-Glass Laser Oscillator Amplifier Chain. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 82–83.

2454 TOBIAS, I.: Steady-State Output Power of a Laser as a Function of the Single-Pass Gain. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3200—3204.

2455 TOMBERG, V. T.: Biological Effects of Concentrated Laser Beams. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 505—509, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2456 —: Non-Thermal Biological Effects of Laser Beams. Nature **204**, 4961 (1964) 868—870.

2457 TOMIYASU, K.: Some Recent Advances in Lasers. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 147—148, Tokio.

2458 —: Focused Side Pumping of Laser Crystal. Proc. IRE **50**, 12 (Dec. 1962) 2488—2489.

2459 —: Gain and Reflection Characteristics of Active Interference Filter Laser Amplifier. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 856—857.

2460 TOMLINSON, R. G.: Gas Breakdown Criterion for Pulsed Optical Radiation. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 721—722.

2461 —: Control of High Brightness Laser Pulses Through Gas Breakdown. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 729.

2462 —: Power Sensitive Optical Switch for the Control of High Brightness Laser Pulses. J. Appl. Phys. **36**, 3 Part I (1965) 868—870.

2463 TONKS, L.: Photon Avalanches from a Population Inversion. J. Appl. Phys. **35**, 4 (1964) 1134—1141.

2464 —: Filamentary Standing-Wave Patterns in a Solid-State Maser. J. Appl. Phys. **33**, 6 (June 1962) 1980—1986.

2465 TORALDO DI FRANCIA, G.: On the Theory of Optical Resonators. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 157—171, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2466 TOWNES, C. H.: Some Applications of Optical and Infrared Masers. Advances in Quantum Electronics, Ed. SINGER, S. 3—12, Columbia University Press, New York 1961.

2467 —: Masers. Topics in Radiofrequency Spectroscopy (Academic Press).

2468 TRENCHARD, H. A.: Theory of Relaxation Spikes in Two-Level Laser Amplifiers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1089—1096, Col. Univ. Press, New York 1964.

2469 TROUP, G. J.: Infrared Masers Using Rare Earth Ions. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. SINGER, S. 85—91, Columbia University Press, New York 1961.

2470 —: Masers. Methuen & Co Ltd. London 1959.

2471 TSCHEBOTAJEW, W. B.: Über einen Arbeitsbetrieb eines optischen Quantenverstärkers im He-Ne Gemisch. Radiotechnik u. Elektronik (russ.) **10**, 2 (Febr. 1965) 372—373.

2472 —: Der Einfluß des Wasser- und Sauerstoffs auf die Arbeit eines optischen Quantenverstärkers mit Ne. Radiotechnik u. Elektronik (russ.) **10**, 2 (Febr. 1965) 374—376.

2473 TSAREGRADSKIJ, W. B.: Zur Fluktuationstheorie eines Molekularverstärkers. Ist. Vys. Uts. Zad. **7**, 6 (Nov-Dez. 1964) (russ.) 1075—1089.

2474 TSCHERNYSCHEW, W. N.: Laser im Kosmos, auf der Erde und unter Wasser. Moskau, Oberongiz, 1964 (russ.).

2475 TSUJIKAWA, I., T. MURAO: Possibility of Optical Cooling of Ruby. J. Phys. Soc. Japan **18**, 4 (1963) 503—510.

2476 TSUYA, N., F. INABE, et al.: Periodic Laser Oscillations from Ultrasonically Vibrated Ruby Rod. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 281.

2477 TUCKER, E. B.: The Phonon Maser. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1787–1800, Col. Univ. Press, New York 1964.

2478 TUCKER, J. W., J. N. BRADFORD: Xenon Flash Lamp for Laser Pumping in Liquid Nitrogen. Rev. Sci. Instr. **35**, 11 (1964) 1615–1616.

2479 TURNER, W. J., G. D. PETTIT: Photoinduced Recombination Radiation in InP Diodes. Appl. Phys. Lett. **3**, 6 (15. Sept. 1963) 102–104.

2480 TURNER, R., K. M. BAIRD, M. J. TAYLOR, C. J. VAN DER HOEVEN: Lifetime of Helium-Neon Lasers. Rev. Sci. Instr. **35**, 8 (1964) 996–1001.

2481 TOWNSEND, R. L., C. M. STICKLEY, A. D. MAIO: Thermal Effects in Optically Pumped Laser Rode. Appl. Phys. Lett. **7**, 4 (15. Aug. 1965) 94–96.

2482 TURNER, W. J., G. D. PETTIT, N. G. AINSLIE: Luminescence of GaAs Grown in Oxygen. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3274–3276.

2483 –, W. E. REESE: Absorption Data of Laser-Type GaAs at 300° and 77° K. J. Appl. Phys. **35**, 2 (1964) 350–352.

2484 UCHIDA, T.: A Laser Communication System with Video Modulation and Demodulation. ICMCI (Sept. 1964) Part I, 173–174, Tokio.

2485 –: Frequency Spectra of He-Ne Optical Masers with External Concave Mirrors. Appl. Opt. **4**, 1 (1965) 129–131.

2486 UJHELYI, G. K., S. T. RIBEIRO: An Electro-Optical Light Intensity Modulator. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 845.

2487 USBENSKIJ, A. W.: Ein möglicher Impulsmechanismus der Strahlung von Quantenverstärkern. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 4 (1964) (russ.) 747–750.

2488 VAINSHSTEIN, L. A.: Die Erregung offener Resonatoren. J. techn. Phys. **34**, 9 (1964) (russ.) 1541–1555.

2489 –: Open Resonators with Spherical Mirrors. Sov. Phys. JETP **18**, 2 (Febr. 1964) 471–479. Russ.: **45** (Sept. 1963) 684–697.

2490 VALI, V., R. S. KROGSTAD, W. VALI: Measurement of Earth Tides and Continental Drift with Laser Interferometer. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 857–858.

2491 –, W. VALI: Induced γ-Ray Emission. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1153, Col. Univ. Press, New York 1964. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 182–184.

2492 VALLESE, L. M., M. KING, C. A. PARRY: Intermodulation Distortion in GaAs Infrared Emitters. Proc. IEEE **51**, 9 (1963) 1252–1253.

2493 –: Advances in Lasers. Semiconductor Products **6**, 8 (1963) 25–33.

2494 VAN BUREN, H. G., J. HAISMA, H. DE LANG: A Small and Stable Continuous Gas Laser. Phys. Lett. **2**, 7 (Nov. 1962) 340–341.

2495 VAN DER SLUIS, K. L., G. K. WERNER, P. M. GRIFFIN, H. W. MORGAN, O. B. RUDOLPH, P. A. STAATS: A Simplified Construction of a He-Ne Visible Laser. Am. J. Phys. **33**, 3 (1965) 225–240.

2496 VANJUKOV, M. P., V. I. ISAYENKO, V. V. LUBIMOV: Etude des Variations Temporelles de la Composition Spectrale et de la Répartition Angulaire du Rayonnement Emis par les Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1477–1482, Col. Univ. Press, New York 1964.

2497 –, –, V. A. SEREBRYAKOV: The Time Variation of Stimulated Emission Intensity in Individual Side Modes. Sov. Phys. JETP **19**, 4 (Oct. 1964) 800–803. Russ.: **46** (April 1964) 1182–1187.

2498 Vanjukov, M. O., et al.: Die Dichten des Rauschens im Quantengenerator aus Neodymglas. J. angew. Spektroskopie (russ.) **1**, 2 (1964) 141—147.

2499 Varsanyi, F.: Excitation of Fluorescence with Monochromatic Light in Rare Earth Crystals. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 787—793, Col. Univ. Press, New York 1964.

2500 —: Unusual Infrared Fluorescence in $PrCl_3(Nd^{3+})$ Crystals. Phys. Rev. Lett. **11**, 7 (Oct. 1963) 314—316.

2501 —, G. H. Dieke: Ion-Pair Resonance Mechanism of Energy Transfer in Rare Earth Crystal Fluorescence. Phys. Rev. Lett. **7**, 12 (Dec. 1961) 442—443.

2502 —, D. L. Wood, A. L. Schawlow: Self-Absorption and Trapping of Sharp-Line Resonance Radiation in Ruby. Phys. Rev. Lett. **3**, 12 (15. Dec. 1959) 544—545.

2503 Verber, C. M., A. H. Adelman: Laser-Induced Thermionic Emission. Appl. Phys. Lett. **2**, 11 (1. June 1963) 220—222.

2504 Verdeyen, J. T., J. B. Gerardo, E. P. Bialecke: An Experimental Verification of Transverse Modes in Concave Optical Resonators. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1775—1776.

2505 Vickery, R. C.: Crystal Field Effects in Solid State Sources of Laser Action. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 861—867, Col. Univ. Press, New York 1964.

2506 —, J. V. Fisher: The Selaser Lamp. A Unitary Design for the Emission of Stimulated Radiation. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1397—1403, Col. Univ. Press, New York 1964.

2507 Vienot, J. C., J. Bulabois: Analyse Spectrale et Résolution Spatiale et Temporelle du Faisceau Emis par un Maser Optique à Rubis. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 1469—1475, Col. Univ. Press, New York 1964.

2508 —: Les Masers Optiques. Rev. Opt. **40** (Jan. 1961) 4—22.

2509 —, N. Aebischer, J. Bulabois: Determination of the Width of the R_1 Line (6943 Å) Emitted by a Ruby Laser. Compt. Rend. Acad. Sci. **24** (Febr. 1962) 1596—1598.

2510 Vogel, S., L. H. Dulberger: Lasers Devices and Systems. Part I. Electronics **33**, 43 (Oct. 1961) 39—47.

2511 —, —: Lasers: Devices and Systems. Part III. Electronics **33**, 45 (10. Nov. 1961) 81—85. Teil II und IV siehe Dulberger.

2512 Vriens, L.: Calculation of Absolute Ionisation Cross Sections of He, He*, He+, Ne, Ne*, Ne+, Ar, Ar*, Hg, Hg*. Phys. Lett. **8**, 4 (15. Febr. 1964) 260—261.

2513 Vuylsteke, A. A.: Theory of Laser Regeneration Switching. J. Appl. Phys. **34**, 6 (1963) 1615—1622.

2514 —: Elements of Maser Theory. De Van Nostrand Co., Princeton, N. J. 1960.

2515 —: Theory of Laser Regeneration Switching. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (Nov. 1962) 553.

2516 Wade, G., C. A. Wheeler, R. G. Hunsperger: Inherent Properties of a Tunnel-Injection Laser. Proc. IEEE **53**, 1 (1965) 98—99.

2517 Wagner, W. G., G. Birnbaum: A Steady-State Theory of the Optical Maser. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 328—334, Columbia University Press, New York 1961.

2518 WAGNER, W. G., G. BIRNBAUM: Theory of Quantum Oscillators in a Multimode Cavity. J. Appl. Phys. **32**, 7 (1961) 1185–1194.

2519 —, —: Theory of Quantum Oscillators in a Multimode Resonator. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 472.

2520 —, —: Cavity Modes in an Optical Maser. Proc. IRE **49**, 3 (1961) 625–626.

2521 —, B. A. LENGYEL: Evolution of the Giant Pulse in a Laser. J. Appl. Phys. **34**, 7 (1963) 2040–2046.

2522 WAITE, T.: Size-Dependent Spontaneous Energy Loss in Lasers due to Self-Stimulated Emission. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1680–1682.

2523 —, D. DUKE, A. E. ARCHER: Spreading of Laser Beams due to Diffraction. Proc. IEEE **52**, 5 (1964) 624–625.

2524 WAKSBERG, A. L., A. I. CARSWELL: Optical Resonator Effects on the Population Distribution in He-Ne Gas Lasers Determined from Side Light. Appl. Phys. Lett. **6**, 7 (1. April 1965) 137–138.

2525 WALKER, E. J., A. E. MICHEL: Modification of the Threshold Current and Near-Field Emission Pattern of a GaAs Laser by an Adsorbed Dielectric Layer. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2285–2289.

2526 WALLING, J. C., F. W. SMITH: A Travelling Wave Maser for Satellite Communication Systems. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 923–930, Col. Univ. Press, New York 1964.

2527 WALSH, P., G. KEMENY: Laser Operation without Spikes in a Ruby Ring. J. Appl. Phys. **34**, 4 Part I (1963) 956–957.

2528 —, —: Laser Operation in a Ruby Ring. Bull. Am. Phys. Soc. II **7** (June 1962) 397–398.

2529 —, G. E. COURVILLE: Stimulated Emission of Magnetic Diode Radiation in Electric Discharges. J. Opt. Soc. Am. **53**, 9 (1963) 1043–1046.

2530 WALTER, W. T., S. M. JARRETT: Strong 3.27 μ Laser Oscillation in Xenon. Appl. Opt. **3**, 6 (1964) 789–790.

2531 WANDINGER, L., K. KLOHN: Laser-Alloyed Tunnel Diodes for Microwave Applications. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 938–939.

2532 WANG, C. C.: Optical Giant Pulses from a Q-Switched Laser. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1767.

2533 —: The Ruby Optical Maser. Acta Phys. Sinica **20**, 1 (1964) 71.

2534 WANG, S.: Proposal for a Two-Stage Semiconductor Laser through Tunneling and Injection. J. Appl. Phys. **34**, 12 (1963) 3443–3450.

2535 —, C. C. TSENG: Considerations Regarding the Use of Semiconductor Heterojunctions for Laser Operation. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 426–427.

2536 WANGNESS, R. K., F. BLOCH: The Thermal Theory of Nuclear Induction. Phys. Rev. **89**, 4 (1953) 728–739.

2537 WARD, J. H., W. F. DAVISON, E. R. MARCUSEN: Synchronous Detection of Microwave-Modulated Incoherent Optical Carriers. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 854.

2538 WARGKA, W. W., G. O. KARAPETJAN: Lumineszenz der Gläser, die mit seltenen Erden aktiviert wurden. Opt. Mech. Ind. 2 (1964) (russ.) 2–6.

2539 WARTER, P. J., Jr.: Effect of a Small Stokes Shift on the Operation of Three-Level Masers. J. Appl. Phys. **34**, 10 (1963) 2966–2972.

2540 —, R. U. MARTINELLI, J. W. BRAULI: Search for a Stokes' Shift in the R_1 Lines of Ruby. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 468–470.

2541 WASZAK, L.: Direct Observation of Axial Modes Beating in Q-Switched Ruby Lasers. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 428.
2542 WATKINS, M. C.: Microwave Modulation of Light with ADP. Proc. Nat. Electronics Conf. **18**, Pt. I (1963) 104–106.
2543 WATSON, W. R., T. G. POLANYI: Radiation Patterns of Confocal He-Ne Laser. J. Appl. Phys. **34**, 3 (1963) 708–709.
2544 WEBER, H.: Temperaturabhängigkeit der Spikefolgezeit eines Rubin-Lasers. Phys. Lett. **11**, 4 (15. Aug. 1964) 288.
2545 WEBER, J.: Amplification of Microwave Radiation by Substances not in Thermal Equilibrium. Trans. IRE, PGED-**3** Juni 1953, 1–4.
2546 —: Masers. Rev. Mod. Phys. **31**, 3 (July 1959) 681–710.
2547 WEBER, S., M. F. WOLFF: Solid Progress in Solid-State. Electronics **36**, 10 (1963) 12–16.
2548 —: Laser Beam Carries TV Video and Audio. Electronics **36**, 8 (22. Febr. 1963) 28–30.
2549 WEISER, G.: A Rigid Low-Loss Polarizing Device for Giant Pulse Lasers Using Brewster Angle Polarization. Proc. IEEE **52**, 8 (1964) 966.
2550 WEISER, K., R. S. LEVITT: Stimulated Light Emission from Indium Phosphide. Appl. Phys. Lett. **2**, 9 (1. May 1963) 178–179.
2551 —, —: Electroluminiscent Gallium Arsenide Diodes with Negative Resistance. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2431–2438.
2552 —, F. STERN: High-Order Transverse Modes in GaAs Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 6 (15. Sept. 1964) 115–116.
2553 WEISMANN, D.: Spatial Distribution of Light Across the End of a Ruby Laser. Appl. Opt. **1**, 5 (1962) 672–673.
2554 WELLER, P. F., J. A. KUCZA: Single-Crystal Growth of LaF_3. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1945–1946.
2555 WELSON, H., G. C. DOUSMANIS: Effect of Impurity Distribution on Simultaneous Laser Action in GaAs at 0,84 and 0,88 μ. Appl. Phys. Lett. **4**, 11 (1964) 192–194.
2556 WENSRICH, C. J.: Lasers: A Bibliography (to Jan. 1962). Univ. of California Lawrence Radiation Lab. Berkeley 1962.
2557 WENZEL, J.: Prediction of Q-Switched Laser Energy Output. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 277–299, Folytechnic Press, Brooklyn 1963.
2558 WENZEL, J. H.: Pulsed Laser Performance Prediction. Lasers and Applications, Ed. W. S. C. CHANG, S. 115–147, Ohio State Univ., 1963.
2559 WENTZ, J. L.: Novel Laser Q-Switching Mechanism. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 716–717.
2560 —: 8-Inch Ruby Amplifier. Proc. IRE **50**, 6 (1962) 1528–1529.
2561 WHITE, A. D.: Reflecting Prisms for Dispersive Optical Maser Cavities. Appl. Opt. **3**, 3 (1964) 431–432.
2562 —: Increased Power Output of the 6328 Å Gas Maser. Proc. IEEE **51**, 11 (1963) 1669.
2563 —: Anomalous Behavior of the 6402,84 Å Gas Laser. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 721.
2564 —, E. I. GORDON: Excitation Mechanisms and Current Dependence of Population Inversion in He-Ne Lasers. Appl. Phys. Lett. **3**, 11 (1. Dec. 1963) 197–199.

2565 White, A. D., E. I. Gordon, E. F. Labuda: Frequency Stabilization of Single Mode Gas Lasers. Appl. Phys. Lett. **5**, 5 (1. Sept. 1964) 97–98.

2566 —, —, J. D. Rigden: Output Power of the 6328 Å Gas Maser. Appl. Phys. Lett. **2**, 5 (March 1963) 91–93.

2567 —, J. D. Rigden: The Effect of Superradiance at 3.39 μ on the Visible Transitions in the He-Ne Maser. Appl. Phys. Lett. **2**, 11 (1. June 1963) 211–212.

2568 —, —: Simultaneous Gas Maser Action in the Visible and Infrared. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2366–2367.

2569 —, —: Continuous Gas Maser Operation in the Visible. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1697.

2570 White, J. A.: Dependence of Power Output of a Gas Laser on the Length and Rate of Excitation of the Discharge. Appl. Phys. Lett. **3**, 7 (1. Oct. 1963) 107–109.

2571 —: An Implication for Lasers of an Aspect of Interference at High Field Strength. Nature **201**, 4922 (1964) 911–912.

2572 —: Gain of a Gas Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 7 (1963) 530.

2573 —: Criteria for the Stability of Running Waves in Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 5 (1964) 560.

2574 —: Breadth of Decay Quanta in Gas Lasers. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 280.

2575 White, R. M., C. E. Enderby: Electro-Optic Modulators Employing "Intermittent Interaction". Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 214.

2576 Wieder, I.: Some Microwave-Optical Experiments in Ruby. Quantum Electronics, Ed. C. H. Townes, S. 105–110, Columbia University Press, New York 1960.

2577 —: Optical Detection of Paramagnetic Resonance Saturation in Ruby. Phys. Rev. Lett. **3**, 10 (15. Nov. 1959) 468–470.

2578 —, L. R. Sarles: Scattering of Resonance Radiation in Ruby. Advances in Quantum Electronics, Ed. J. Singer, S. 214–224, Columbia University Press, New York 1961.

2579 —, —: Relaxation Times between Excited States of Ruby. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 473.

2580 —, —: Stimulated Optical Emission from Exchange-Coupled Ions of Cr^{3+} in Al_2O_3. Phys. Rev. Lett. **6**, 3 (1. Febr. 1961) 95–96.

2581 Williams, R. C.: Quantum Mechanical Effects in Stimulated Optical Emission. Phys. Rev. **126**, 3 (1962) 1011–1014. Appl. Opt. Suppl. 1 (1962) 63–67.

2582 —: Quantum-Mechanical Effects in Stimulated Optical Emission. II. Phys. Rev. **136**, 3 A (2. Nov. 1964) 631–636.

2583 Wilson, D. K.: Stimulated Emission of Exciton Recombination Radiation in GaAs p-n Junctions. Appl. Phys. Lett. **3**, 8 (15. Oct. 1963) 127–129.

2584 Windenger, L., K. Klohn: Laser-Alloyed Tunnel Diodes for Microwave Applications. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 938–939.

2585 Winogradoff, N. N., H. K. Kessler: Light Emission and Electrical Characteristics of Epitaxial GaAs Lasers and Tunnel Diodes. Solid-State Comm. **2**, 4 (1964) 119–122.

2586 Winsberg, S.: Power Dip at Line Center of Gaseous Lasers. Appl. Opt. **2**, 8 (1963) 869.

2587 WINSTEL, G.: Physikalische Grundlagen der Halbleiter-Injektions-Laser. Z. angew. Phys. **17**, 1 (1964) 10–16.

2588 —: Die Gallium-Arsenid-Lumineszenz- und die Laser-Diode. Neue Bauelemente der Nachrichtentechnik. Elektr. Rundschau **17**, 8 (1963) 389–392.

2589 WINSTON, H., R. A. GUDMUNDSEN: Refractive Gradient Effects in Proposed Liquid Lasers. Appl. Opt. **3**, 1 (1964) 143–146.

2590 WITT, P. N., et al.: Laser Lesions and Spider Web Construction. Nature **201**, 4915 (1964) 150–152.

2591 WINTON, R. C.: Lasers and their Applications — Report on the IEE Conference. Electronic Components **5**, 12 (1964) 1027–1030.

2592 WITTEMAN, W. J., J. HAISMA: Analysis of Combination in a Short Gas Laser. Phys. Rev. Lett. **12**, 22 (1. June 1964) 617–619.

2593 WITTEMAN, J. W., R. BLEEKRODE: Pulsed and Continuous Molecular Far Infrared Gaslaser. Phys. Lett. **13**, 2 (15. Nov. 1964) 126–127.

2594 WITTKE, J. P.: Effects of Elevated Temperatures on the Fluorescence and Optical Maser Action of Ruby. J. Appl. Phys. **35**, 7 (1964) 2333–2335.

2595 —, P. J. WARTER: Pulse Propagation in a Laser Amplifier. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1668–1672.

2596 —, Z. J. KISS, R. C. DUNCAN, J. J. MCCORMICK: Uranium Doped Calcium Fluoride as a Laser Material. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 57–62.

2597 WITTWER, N. C.: Detection of Higher Order Ruby Optical Maser Modes. Appl. Phys. Lett. **2**, 10 (15. May 1963) 194–196.

2598 WLASOV, S. N., W. I. TALANOV: Die Selektion der axialen Schwingungstypen in offenen Resonatoren. Radiotechnik u. Elektronik **10**, 3 (1965) (russ.) 552–554.

2599 WOHLERS, M. R., K. G. LEIB: Control of Laser Radiation with Birefringent Crystals: The Microwave Circuit Viewpoint. J. Appl. Phys. **35**, 8 (1964) 2311–2312.

2600 WOLF, E.: Recent Researches on Coherence Properties of Light. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 13–34, Col. Univ. Press, New York 1964.

2601 WOLF, E.: Basic Concepts of Optical Coherence Theory. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 29–42, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2602 —: Spatial Coherence of Resonant Modes in a Maser Interferometer. Phys. Lett. **3**, 4 (1. Jan. 1963) 166–168.

2603 —: Is a Complete Determination of the Energy Spectrum of Light Possible from Measurements of the Degree of Coherence? Proc. Phys. Soc. **80**, 1269 (Dec. 1962) 1269–1272.

2604 —, A. BOIVIN: Electromagnetic Field in the Neighborhood of the Focus of a Coherent Beam. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 7 (1964) 728.

2605 WOLFF, M. E.: Gatling-Gun Laser — Novel Approach to Optical Radar. Electronics **36**, 38 (Sept. 1963) 25–29.

2606 WOLFF, M. F.: Need a New Laser Frequency? Single Noble Gases Give 14 More. Electronics **35**, 33 (1962) 28–29.

2607 —, N. LINDGREN: Gases and Solids Studied as Optical Masers. Electronics **34**, 7 (17. Febr. 1961) 31.

2608 WOLFF, N. E., R. J. PRESSLEY: Optical Maser Action in an Eu^{3+}-Containing Organic Matrix. Appl. Phys. Lett. **2**, 8 (15. April 1963) 152–154

2609 WOOD, D. L., W. KAISER: Absorption and Fluorescence of Divalent Samarium in CaF_2, SrF_2 and BaF_2. Phys. Rev. **126**, 6 (June 1962) 2079–2080.

2610 WOLYNETZ, F. K., N. O. TICHONOWA, N. I. WAROKOSINA: Über die Natur der optischen Inhomogenitäten der Rubinkristalle. Opt.-Mech. Industrie 8 (1964) (russ.) 37–40.

2611 WOODBURY, E. J.: Raman Laser Action in Organic Liquids. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1577–1588, Col. Univ. Press, New York 1964.

2612 —: Ruby Laser Operation in the Near IR. Proc. IRE **50**, 11 (1962) 2367.

2613 WOODWARD, D. H.: He-Ne Laser as Source for Light Scattering Measurements. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1205–1207.

2614 WOODCOCK, R. F.: Lifetimes of Nd^{3+}-Doped Silicate Laser Glasses. J. Opt. Soc. Am. **53**, 4 (1963) 523.

2615 WOODWARD, B. W., G. J. WOLGA: Fabrication of High-Efficiency Laser Cavities. Rev. Sci. Instr. **33**, 12 (Dec. 1962) 1463–1465.

2616 WORMHOUDT, M. VAN, W. DE KINDER: Amplification and Generation of Coherent Light by Means of Electron Beams. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 443.

2617 WOLFF, P. A.: Proposal for a Cyclotron Resonance Maser in InSb. Physics **1**, 3 (Nov. Dec. 1964) 147–157.

2618 WRIGHT, J. K.: Enhancement of Second Harmonic Power Generated by a Dielectric Crystal Inside a Laser Cavity. Proc. IEEE **51**, 11 (1963) 1663.

2619 YAJIMA, T., F. SHIMIZU, K. SHIMODA: Cylindrical Mode of Oscillations in a Ruby Optical Maser. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 111–118, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2620 YAJIMA, T., F. SIMIZU, K. SHIMODA: Cylindrical Mode of Oscillations in a Ruby Optical Maser. Japanese J. Appl. Phys. **2**, 6 (1963) 322–327.

2621 —, —, —: High-Speed Photography Using a Ruby Optical Maser. Appl. Opt. **1**, 6 (1962) 770–771. Appl. Opt. Suppl. 1 (1962) 137–138.

2622 YAMANAKA, T., C. YAMANAKA: The Behavior of Spikes of a Q-Varying Ruby Laser. Japanese J. App. Phys. **3**, 3 (1964) 168–169.

2623 —, —: The Relation between the Spikes and the Q-Spoiling Time in a Ruby Laser. Japanese J. Appl. Phys. **3**, 4 (1964) 231–232.

2624 YAMAMOTO, T.: Light Emitting Characteristics of a GaAs Diode Having Negative Resistance. Proc. IEEE **52**, 4 (1964) 409.

2625 YARIV, A.: The Laser. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 4–29.

2626 —: Theory of Power Output and Optimum Coupling in Laser Oscillators. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1055 bis 1064, Col. Univ. Press, New York 1964.

2627 —: Internal Modulation in Multimode Laser Oscillators. J. Appl. Phys. **36**, 2 (1965) 388–391.

2628 —: Energy and Power Considerations on Injection and Optically Pumped Lasers. Proc. IEEE **51**, 12 (1963) 1723–1731.

2629 —: Electro-Optic Frequency Modulation in Optical Resonators. Proc. IEEE **52**, 6 (1964) 719–720.

2630 —: Continuous Operation of a $CaF_2:Dy^{2+}$ Optical Maser. Proc. IRE **50**, 7 (1962) 1699–1700.

2631 YARIV, A,, J. P. GORDON: The Laser. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 4—29.

2632 —, R. C. C. LEITE: Dielectric-Waveguide Mode of Light Propagation in p-n Junctions. Appl. Phys. Lett. **2**, **3** (1. Febr. 1963) 55—57.

2633 —, —: Super Radiant Narrowing in Fluorescence Radiation of Inverted Populations. J. Appl. Phys. **34**, 11 (1963) 3410—3411.

2634 —, —: Conditions for Coherent Emission and Super Radiant Narrowing in P-N Injection Lasers. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1873—1878, Col. Univ. Press, New York 1964.

2635 —, —: On the Propagation of Electromagnetic Radiation in P-N Junctions. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1879—1882, Col. Univ. Press, New York 1964.

2636 —, S. P. S. PORTO, K. NASSAU: Optical Maser Emission from Trivalent Praseodymium in Calcium Tungstate. J. Appl. Phys. **33**, 8 (1962) 1—3.

2637 YATSIV, S.: Anti-Stokes Fluorescence as a Cooling Process. Advances in Quantum Electronics, Columbia Univ. Press, New York 1961.

2638 YEH, Y., H. Z. CUMMINS: Localized Fluid Flow Measurements with an He-Ne Laser Spectrometer. Appl. Phys. Lett. **4**, 10 (15. May 1964) 176—178.

2639 YEN, W. M., W. C. SCOTT: Phonon-Induced Relaxation in Optically Excited States of $LaF_3:Pr^{3+}$. Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 3 (1964) 282.

2640 YOUNG, C. G.: Threshold-Pumping Characteristics of the Neodymium Glass Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (1962) 1318.

2641 YNGVESSON, K. S.: A Hydrogen-Line Travelling-Wave Maser, Using Chromium-Doped Rutile. Quantum Electronics I, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 899—910, Col. Univ. Press, New York 1964.

2642 YOUNG, C. G., J. W. KANTORSKI: Single-Mode Glass Laser. J. Opt. Soc. Am. **53**, 11 (1963) 1339.

2643 YOUNG, D. S.: The Laser as an Industrial Tool. Western Electric Eng. (Oct. 1964) 2—10.

2644 ZARE, R. N., D. R. HERSCHBACH: Doppler Line Shape of Atomic Fluorescence Excited by Molecular Photodissociation. Proc. IEEE **51**, 1 (1963) 173—182.

2645 ZARET, M. M., H. RIPPS, I. SIEGEL, G. M. BREININ: Biomedical Experimentation with Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 607.

2646 ZAROWIN, C. B., M. SCHIFF, G. R. WHITE: The Use of Resonant Cavity Spectroscopy in Studying Populations in the He-Ne System. Optical Masers, Ed. J. FOX, S. 425—434, Polytechnic Press, Brooklyn 1963.

2647 ZAROWIN, C., R. L. MARTIN: Characteristics of the Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **51**, 4 (April 1961) 476—477.

2648 ZEIGER, H. J.: Impurity States in Semiconducting Masers. J. Appl. Phys. **35**, 6 (1964) 1657—1667.

2649 —, P. E. TANNENWALD: The Raman Maser. Quantum Electronics II, Ed. P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, S. 1589—1595, Col. Univ. Press, New York 1964.

2650 ZHABOTINSKII, M. E., A. W. FRANTZENSON: Ein Paramagnetischer Verstärker für Planetenfunkortung. Radiotechnik u. Elektronik **9**, 1 (1964) (russ.) 114—117.

2651 ZHARIKOW, W. I., R. W. CHOCHLOW: Lichtmodulatoren mit kubischen Kristallen. Radiotechnik u. Elektronik **10**, 2 (Febr. 1965) (russ.) 62—72.

2652 Zharikow, W. I., R. W. Chochlow: Light Modulators Using Traveling Waves. Radio Eng. & Electr. Phys. **9**, 12 (1964) 1756—1763. Russ.: **9**, 12 (1964) 2113—2121.

2653 Ziel, J. P. van der: Electro-Optic Amplitude Modulation of Laser-Generated Second Harmonics in KH_2PO_4 (KDP). Appl. Phys. Lett. **5**, 2 (15. July 1964) 27—29.

2654 —: Theory of Emission Noise in Lasers. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1738.

2655 —: The System Noise Temperature of Quantum Amplifiers. Proc. IEEE **51**, 6 (1963) 952—953.

2656 Zilberstein, R. M.: A Proposal for a Magnetically-Controlled Light-Beam Modulator and Shutter. Proc. IEEE **52**, 12 (1964) 1751—1752.

2657 Zimmerer, R. W.: Spherical Mirror Fabry-Perot Resonators. Trans. IEEE-MTT-**11**, 5 (Sept. 1963) 371—379.

2658 —: Experimental Investigation of Fabry-Perot Interferometers. Proc. IEEE **51**, 3 (March 1963) 475—476.

2659 Zimmerman, H. J., G. G. Harvey, W. B. Davenport, Jr.: Quarterly Progress Report No. 64 (period ending May 31, 1962). MIT Research Lab., N 62-14753 (1962) 35.

2660 Zimmerli, T., A. Flammersfeld: Eine neue Methode zur Bestimmung von L-Fluoreszenzausbeuten bei Dysprosium. Z. Physik **176**, 4 (1963) 323—328.

2661 Zitter, R. N.: 2s-2p and 3p-2s Transitions of Neon in a Laser Ten Meters Long. J. Appl. Phys. **35**, 10 (1964) 3070—3071.

2662 —: Fast InSb PEM Detectors for Optical Maser Studies to 7 μ. Rev. Scient. Instr. **35**, 5 (May 1964) 594—596.

2663 Zitto, R., Jr.: Rate Analysis of Multiple Step Excitation in Mercury Vapor. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, S. 537—546, Col. Univ. Press, New York 1964.

2664 Zoot, R. M.: Laser Interferometry of Pentaprisms. Appl. Opt. **3**, 10 (1964) 1187—1188.

2665 Zoot, R. M.: Laser Interferometry of Small Windows. Appl. Opt. **3**, 8 (1964) 985—986.

2666 Zverev, G. M., A. M. Prokhorov, A. K. Shevchenko: Generation of Millimeter Waves in Optically Pumped Ruby. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen, 963—966. Col. Univ. Press, New York 1964.

2667 Zubarew, T. N., A. K. Sokolov: Time Dependence of Stimulated Emission in a Ruby Laser with Spherical Mirrors. Sov. Phys. Doklady **9**, 11 (May 1965) 1006—1007. Russ.: **159**, 3 (Nov. 1964) 539—540.

2668 Zubov, V. A., M. M. Sushchinskij, I. K. Shulvalov: Investigation of the Excitation Threshold of Induced Raman Scattering. Sov. Phys. JETP **20**, 2 (Febr. 1965) 524—525. Russ.: **47** (Aug. 1964) 784—785.

2669 Zucker, F. J.: Current Topics in the Stochastic Theory of Radiation. Radio Science **68** D, 9 (Sept. 1964) 989—993.

2670 Anonyme Publikationen und Sammelwerke: Laser Trims Resistor to 0.05 Percent. EEE Nov. 1963, **11**, 11. 18.

2671 —: Conference on Organic Lasers. (25. May 1964). Office of Naval Research Washington, D. C. General Telephone & Electr. Lab. Inc. Bayside, New York.

2672 —: Gallium Phosphide Diodes Modulate Light Waves. Intern Electr. **8**, 6 (Dec. 1964) 13.

2673 —: Gas Laser for Optical Radar. Electronics **36**, 38 (20. Sept. 1963) 59—60.

2674 —: Gas-Laser Radar. Electronics **37**, 14 (20. April 1964) 30—31.

2675 —: Lasers. Electronic Design **11**, 16 (1963) 34—52.

2676 —: Laser Material Is Its Own Q-Switch. Electronics **38**, 6 (22. March 1965) 17—18.

2677 —: Promising Prospects for Long-Range Communications. Intern. Electr. **6**, 1 (July 1963) 50—53, 63—65.

2678 —: Bibliography on Lasers and Masers. Armed Service Techn. Inform. Agency, Arlington, Va., ARB-9165, 1961, 1.

2679 —: Masers and Lasers: a Bibliography. OTS, Dept. of Commerce, Washington 25, D. C., SB-488.

2680 —: Soviet Gas Laser Research. A Review of Open Literature. AID Report 62—100.

2681 —: Two Lasers work at Room Temperature. Electronics **38**, **3** (8. Febr. 1965) 17—18.

2682 —: Two Lasers Locked in Phase. Bell. Labs. Rec. **43**, 2 (1965) 70.

2683 —: Diffusionsprobleme in Verbindung mit Injektionslaser aus GaAs. Informationsbull. 9 (1964) (russ.) 13—17.

2684 —: Anwendung von Lasern. Radio 1 (1964) (russ.) 58—59.

2685 —: Ein Faser-Laser. Die Natur 12 (1963) (russ.) 116.

2686 —: Laser mit kombinierter Streuung. Ukrain. J. Phys. **8**, 9 (1963) (russ.) 1032—1035.

2687 —: Der Mythos über Todesstrahlen. Wissen u. Leben 9 (1963) (russ.) 102—103.

2688 —: Optische Maser. Aufsatzsammlung aus dem Deutschen u. Englischen. Kasan, Verlag der Universität (russ.). (1964).

2689 —: Optische Quantengeneratoren. Bibliographisches Handbuch der sowj. u. ausländ. Literatur 1958 bis Juli 1963, Moskau, Verlag Nauka (russ.) (1964).

2690 —: Theorie der stationären Strahlung eines homogenen Systems im Resonator mit mehreren Moden. Ukrain. J. Physik **9**, 1 (1964) (russ.) S. 14—25.

2691 —: Die thermoelektrische Emission, die durch Strahlung eines Lasers hervorgerufen wird. Direkte Umwandlung der thermischen Energie in elektrische. Informationsbulletin **4** (1964) (tuss.) 119—123.

1. Anhang

2692 Aldag, H. R., R. S. Horwarth, C. B. Zarowin: The Operational Characteristics of a cw Nd:$CaWO_4$ Laser in the Range of Dry Ice to Room Temperature. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 559—563.

2693 Alpert, S. S., Y. Yeh, E. Lipworth: Observation of Time-Dependent Concentration Fluctuations in a Binary Mixture Near the Critical Temperature Using a He-Ne Laser. Phys. Rev. Lett. **14**, 13 (29. March 1965) 486—488.

2694 Amar, L., M. Bruma, M. Velghe, P. Desvigne: On the Detection of Laser Induced Ultrasonic Waves in the Human Eye and the Elabora-

tion of a Theory on the Fundamental Mechanism of Vision. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 182—183.

2695 Anderson, L. K.: Detectors for Microwave-Modulated Light. Electro-Technology **75**, 5 (May 1965) 44—48.

2696 Arecchi, F. T., G. Potenza, A. Sona: Transient Phenomena in Q-Switched Lasers: Experimental and Theoretical Analysis. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 73.

2697 —, A. Sona: Long Distance Interferometry with a He-Ne Laser. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 128—129.

2698 Armand, M., P. Martinot-Lagarde: Effet laser sur la vapeur de mercure dans un mélange He-Hg. Compt. Rend. **258** (1964) 867—868.

2699 Armstrong, J. A.: Fresnel Holograms: Their Imaging Properties and Aberrations. IBM J. Res. & Dev. **9**, 3 (May 1965) 171—178.

2700 Ashburn, E. V.: Bibliography of the Open Literature on Lasers III. J. Opt. Soc. Am. **55**, 6 (June 1965) 752—766, siehe auch 84, 85.

2701 Ashkin, A., G. B. Boyd, D. A. Kleinman: Phase-Matched Second Harmonic Generation in KDP without Double Refraction. Appl. Phys. Lett. **6**, 9 (1. May 1965) 179—180.

2702 Aviakan, P., R. E. Merrifield: Experimental Determination of the Diffusion Length of Triplet Excitations in Anthracene Crystals. Phys. Rev. Lett. **13**, 18 (2. Nov. 1964) 541—543.

2703 Bahr, A. J.: The Effect of Polarization Selectivity on Optical Mixing in Photoelectric Surfaces. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 513.

2704 Baird, K. M., D. S. Smith, G. R. Hanes, S. Tsunekane: Characteristics of a Simple Single-Mode He-Ne Laser. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 569—571.

2705 Basov, N. G., R. V. Ambartsumyan, V. S. Zuev, P. G. Kryukov, Yu., Yu. Stoilov: A Q-Switched Optical Maser. Soviet Physics JETP **20**, 4 (April 1965) 1072—1073; russ.: **47**, 4 (Oct. 1964) 1595—1597.

2706 —, A. I. Nikitin, G. M. Strakhovskii, A. V. Uspenskii: The Possibility of Determining Relaxation Rates by Means of a Hydrogen Atom Beam Maser. Soviet Physics JETP **20**, 6 (June 1965) 1546—1548; russ.: **47**, 6 (Dec. 1964) 2314—2316.

2707 —, V. G. Veselago, M. E. Zhabatinski: Improvement of the Quality of a Cavity Resonator by Means of Regeneration. Soviet Physics JETP **1**, 1 (July 1955) 177—178; russ.: **28**, 1 (1955) 242.

2708 Bass, M., P. A. Franken, J. F. Ward: Optical Rectification. Phys. Rev. **138**, 2A (19. April 1965) 534—542.

2709 Bazhulin, P. A., I. N. Knyazev, G. G. Petrash: Pulsed Laser Action in Molecular Hydrogen. Soviet Physics JETP **20**, 4 (April 1965) 1068—1069; russ.: **47**, 4 (Oct. 1964) 1590—1591.

2710 Bell, W. E.: Gas Ion Laser Research. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 88.

2711 Belousova, I. M., O. B. Danilov, B. A. Jermakov: Angular Modes in a Gas Laser. Soviet Physics JETP **20**, 6 (June 1965) 1351—1354; russ.: **47**, 6 (Dec. 1964) 2013—2018.

2712 Bennett, W. R., Jr.: Proc. of N.Y. Academy of Sciences Symposium on the Laser.

2713 —: Inversion Mechanisms in Gas Lasers. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 3—33.

2714 Bennett, W. R. Jr., P. J. Kindlemann, G. N. Mercer: Measurement of Excited State Relaxation Rates. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 34–57.

2715 —: A Quantum Mechanical Evaluation of Line Breadths Involved in Tuned-Laser Absorption and Stimulated Emission Spectroscopy. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 78–80.

2716 Benoit a la Guillaume, C., J. M. Debever: Emission Spontanée et Stimulée du Tellure par Bombardement Electronique. Solid State Comm. **3**, 1 (1965) 19–20.

2717 —, —: Effet Laser dans l'Arséniure d'Indium par Bombardement Electronique. Solid State Comm. **2** (1964) 145–147.

2718 —, —: Effet laser dans l'antimoniure de gallium par bombardement électronique. Compt. Rend. **259** (1964) 2200–2202.

2719 Beran, M., G. Parrent: On the Equations Governing the Coherence of the Radiation Emitted by Random Charge and Current Distributions. J. Opt. Soc. Am. **52**, 1 (Jan. 1962) 98–99.

2720 Berndt, M., P. Görlich: Studies of the Photoemission of Semiconductors. Phys. Stat. Sol. **3**, 6 (1963) 963–981.

2721 Bessisi, M.: Application du laser en cytologie expérimentale. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 174–177.

2722 Bertolotti, M., B. Daino, F. Gori, D. Sette: On the Coherence of Modes in Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 84.

2723 Bevolo, A. J., W. A. Barker: Laser Emission Lines and Materials. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 531–543.

2724 Bhaumik, M. L., M. A. El-Sayed: Mechanism of Energy Transfer in Some Rare-Earth Chelates. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 214–215.

2725 Bhawalkar, D. D., W. A. Gambling, R. C. Smith, L. S. Watkins: The Effect of Birefringence on Second Harmonic Generation in Thick Crystals. Physics Lett. **15**, 3 (1. April 1965) 220–221.

2726 Birnbaum, G.: Optical Masers – Advances in Electronics and Electron Physics Supplement 2. Academic Press, New York (1964) 306 S.

2727 Blechert, G.: Nachrichtenübertragung mit optischen Frequenzen. „Über den Laser", Vortragsveröff. Haus der Technik, Essen, Nr. 23, S. 41–51.

2728 Bleekrode, R., W. C. Nieuwpoort: Flame Laser: Model and Some Preliminary Experimental Results. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 179–180.

2729 —: Chemical Lasers. Part II. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 107–110.

2730 Bolwijn, P. T.: Noise and Modulation of a He-Ne Laser Oscillator. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 85–86.

2731 —: Further Measurements on the Noise of a D.C. Excited He-Ne Laser Oscillator. Phys. Lett. **13**, 4 (15. Dec. 1964) 311–312.

2732 —: Zeeman Effect, Frequency Pulling and Frequency Pushing in a Single-Mode He-Ne Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 203–204.

2733 —, C. Th. J. Alkemade, G. A. Boschloo: Excess Photon Noise and Spectral Line Shape of Laser Beam. Phys. Lett. **4**, 1 (1. March 1963) 59–61.

2734 Borelli, N. F., M. L. Charters: Energy Distribution in a Glas:Nd^{3+} Laser Rod. J. Appl. Phys. **36**, 7 (July 1965) 2172–2173.

2735 BRAND, H.: Laser-Optische Hochfrequenztechnik. ,,Über den Laser", Vortragsveröff. Haus der Technik, Essen, Nr. 23, S. 7—25.

2736 BRÄNDLI, H. P., R. DÄNDLIKER: Einführung in die Laserphysik. Techn. Rundschau Nr. **5** (5. Febr. 1965) 1—7, 13.

2737 BRET, G.: Measurements of Stimulated Raman Scattering. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 33—34.

2738 BREWER, R. G.: Harmonic Generation of Hypersonic Waves in Liquids. Appl. Phys. Lett. **6**, 8 (15. April 1965) 165—166.

2739 BRIDGES, W. B., A. N. CHESTER: to be published.

2740 —, —: Nerem Record (1964) 106.

2741 —, —: Visible and uv Laser Oscillation at 118 Wavelengths in Ionized Neon, Argon, Krypton, Xenon, Oxygen, and Other Gases. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 573—580.

2742 —, —: Spectroscopy of Ion Lasers. IEEE J. Quantum Electronics QE-**1**, 2 (May 1965) 66—84.

2743 BROER, L. J. F.: Wave Propagation in Nonlinear Media. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 18—26.

2744 BROIDA, H. P.: Inverted Population Distributions Produced by Chemical Reactions. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 105—108.

2745 BROTHERTON, M.: Masers and Lasers. How They Work, What They Do. McGraw-Hill Book Comp., New York (1964) 207 S.

2746 BROWN, F., R. E. PARKS, A. M. SLEEPER: Nonlinear Optical Reflection from a Metallic Boundary. Phys. Rev. Lett. **14**, 25 (21. June 1965) 1029—1031.

2747 BRUMA, M., M. VELGHE: Génération d'ondes acoustiques par rayonnement laser. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 122—123.

2748 BUHRER, C. F.: Wide-Band Electrooptic Light Modulation Utilizing an Asynchronous Traveling-Wave Interaction. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 545—550.

2749 BURCH, J. M.: Laser Applications in the Field of Physics and Optics. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 111 bis 119.

2750 BUSER, R. G.: The Use of Gas Discharge Lasers in Plasma Diagnostics. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 121

2751 BUTLER, J. F., A. R. CALAWA, R. H. REDIKER: Properties of the PbSe Diode Laser. IEEE J. Quantum Electronics QE-**1**, 1 (April 1965) 4—7.

2752 CADDES, D. E.: A Ku-Band Traveling-Wave Phototube. Microwave J. **8**, 3 (March 1965) 46—50.

2753 CALLEAR, A. B.: Measurement of Energy Transfer in Molecular Collisions. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 145—170.

2754 CARROLL, J. M.: Todesstrahlen? Die Geschichte des Lasers. Ullstein Verlag 1965.

2755 CHANG, N. C.: Fluorescence and Stimulated Emission from Trivalent Europium in Yttrium Oxide. J. Appl. Phys. **34**, 12 (Dec. 1963) 3500—3505.

2756 CHANG, R. K., J. DUCUING, N. BLOEMBERGEN: Relative Phase Measurement between Fundamental and Second-Harmonic Light. Phys. Rev. Lett. **15**, 1 (5. July 1965) 6—8.

2757 CHECCACCI, P. F., A. M. SCHEGGI, G. TORALDO DI FRANCIA: Microwave Models to Study the Performance of Laser Resonators. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 170–172.

2758 CHEO, P. K., H. G. COOPER: Evidence for Radiation Trapping as a Mechanism for Quenching and Ring-Shaped Beam Formation in Ion Lasers. Appl. Phys. Lett. **6**, 9 (1. May 1965) 177–178.

2759 –, –: Ultraviolet Ion Laser Transitions between 2300 and 4000 Å. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 1862–1865.

2760 CHIPAUX, C., R. EYMARD: Etude de l'effet „laser" dans des jonctions d'antimoniure de gallium. Phys. Stat. Sol. **10**, 1 (1965) 165–174.

2761 CHOMAT, M.: Relaxation Oscillations in a Four-Level Solid-State Laser. Phys. Stat. Sol. **10**, 1 (1965) 185–191.

2762 CLARK, G. L., R. F. WUERKER, C. M. YORK: High Speed Photografic Study of the Coherent Radiation from a Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 8 (Aug. 1962) 878–880.

2763 COHEN, M. G., E. I. GORDON: Acoustic Beam Probing Using Optical Techniques. Bell Syst. Techn. J. **44**, 4 (1965) 693–721.

2764 CONSORTINI, A., L. RONCHI, A. M. SCHEGGI, G. TORALDO DI FRANCIA: Influence of Atmospheric Scattering and Turbulence on the Coherence Properties of a Laser Beam. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 172–173.

2765 CONVERT, G., M. ARMAND, P. MARTINOT-LAGARDE: Effet laser dans des mélanges mercure-gaz rares. Compt. Rend. **258** (23. mars 1964) 3259–3560.

2766 –, –, –: Transitions laser visibles dans l'argon ionisé. Compt. Rend. **258** (Mai 1964) 4467–4469.

2767 CORCORAN, V. J.: Directional Characteristics in Optical Heterodyne Detection Processes. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 1819–1825.

2768 CROCKER, A., H. A. GEBBIE, M. F. KIMMITT, L. E. S. MATHIAS: Stimulated Emission in the Far Infrared. Nature **201**, 4910 (Jan. 1964) 250–251.

2769 CROWELL, M. H.: Characteristics of Mode-Coupled Lasers. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 12–20.

2770 CUMMINS, H. Z., R. W. GAMMON: Rayleigh and Brillouin Scattering in Benzene: Depolarization Factors. Appl. Phys. Lett. **6**, 8 (15. April 1965) 171–173.

2771 DAHLQUIST, J. A.: New Lines in a Pulsed Xenon Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 193–194.

2772 DALTON, M.: Optical System for Coupling a Point Radiation Source to an Aircraft Beacon and a Laser. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 628–629.

2773 DANEU, V., C. A. SACCHI, O. SVELTO: $\overline{E}$-Level Population of Ruby vs Pumping. Appl. Opt. **4**, 7 (July 1965) 863–866.

2774 DANIELSON, G. E., Jr., A. J. DEMARIA, D. FLINCHBAUGH: Use of Focused Acoustic Waves for Internal Control of High-Gain Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 62.

2775 DAVIES, A. T.: A Technique for the Transmission of Digital Information over Short Distances Using Infrared Radiation. Radio & Electr. Eng. **29**, 6 (June 1965) 369–373.

2776 DAYBELL, M. D.: Simple Device for Levelling Collimated Light Beams. Appl. Opt. **4**, 7 (July 1965) 877–878.

2777 Dayhoff, E. S.: High-Speed Photography Studies of a Rooftop Ruby Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 609.

2778 Debras-Guedon, J., N. Liodec, J. Vilnat: Le laser: source d'excitation des spectres pour l'analyse qualitative et quantitative par spectroscopie. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 155—156.

2779 De Lang, H.: Optics in Laser Research. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 7—14.

2780 Délèze, J.: Laser Application to a Problem of Cardiac Electrophysiology. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 182.

2781 Der Agobian, R., J. L. Otto, R. Cagnard, R. Echard: L'émission stimulée de quelques transitions infrarouges de l'hélium et du néon. Compt. Rend. **257** (Juli 1963) 1044—1047.

2782 —, —, —, —: Emission stimulée de nouvelles transitions infrarouges du néon. Compt. Rendu **257** (1963) 3844—3847.

2783 —, —, —, —: Nouvelle cascade de transitions stimulées du néon. Compt. Rend. **258** (avril 1964) 3661—3663.

2784 —, —, —, —: Cascades de transitions stimulées dans le néon pur. Compt. Rend. **259** (1964) 323—326.

2785 Deutsch, T., R. C. Ellis, Jr., D. M. Warschauer: Radiative Recombination Effects in GaSb Diodes at High Current Densities. Phys. Stat. Sol. **3**, 6 (1963) 1001—1005.

2786 DiDomenico, M., Jr., V. Czarniewski: Locking of He-Ne Laser Modes by Intercavity Acoustic Modulation in Coupled Interferometers. Appl. Phys. Lett. **6**, 8 (15. April 1965) 150—152.

2787 Doede, J. H., R. H. Vonderohe, N. Holonyak, C. J. Nuese, C. M. Wolfes: Fast Neutron Irradiation-Effects on $GaAs_{1-X}P_X$ P—N Diode Laser Threshold Currents. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 99—100.

2788 Ebeling, D.: High Speed Cinematograph with Q-Switch Laser Flashes. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 121—122.

2789 Edwards, B. N., D. E. Burch: Absorption of 3,39 μ Helium-Neon Laser Emission by Methane in the Atmosphere. J. Opt. Soc. Am. **55**, 2 (Febr. 1965) 174—177.

2790 Eisner, L., E. E. Bell, J. Young, R. A. Oetjen: Spectral Radiance of Sky and Terrain at Wavelengths between 1 and 20 μ. III. Terrain Measurements. J. Opt. Soc. Am. **52**, 2 (Febr. 1962) 201—209.

2791 Eldridge, R. G., J. C. Johnson: Distribution of Irradiance in Haze and Fog. J. Opt. Soc. Am. **52**, 7 (July 1962) 787—796.

2792 Engeler, W., M. Garfinkel: Thermal Characteristics of GaAs Laser Junctions Under High Power Pulsed Conditions. Solid State Electr. **8**, 7 (July 1965) 585—604.

2793 Erickson, K. F.: Investigation of the Invariance of Atmospheric Dispersion with a Long-Path Refractometer. J. Opt. Soc. Am. **52**, 7 (July 1962) 777—780.

2794 —: Long-Path Interferometry through an Uncontrolled Atmosphere. J. Opt. Soc. Am. **52**, 7 (July 1962) 781—787.

2795 Evtuhov, V., J. K. Neeland: Study of the Output Spectra of Ruby Lasers. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 7—12.

2796 Fankhauser, F.: Die Gefahren der Laserstrahlung. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 181.

2797 Fiocco, G.: Optical Radar Results and Ionospheric Sporadic E. MIT Quarterly Progress Rep. No. **76** (15. Jan. 1965) 42.

2798 —, G. Grams, K. Urbanek, R. J. Breeding: Observations of the Upper Atmosphere by Optical Radar in Alaska and Sweden (Part I). MIT Quarterly Progress Rep. Nr. **76** (15. Jan. 1965) 43—46.

2799 Fisher, M. B.: A Scannable Detector of Microwave-Modulated Light. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 37—42.

2800 Fleck, J. A., Jr.: Effective Fluorescent Lifetimes in Ruby Laser Rods. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1301—1306.

2801 —: The Brillouin Maser Effect. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 16.

2802 —, R. E. Kidder: Stability of Coupled-Mode Laser Equations. J. Appl. Phys. **36**, 7 (July 1965) 2327—2328.

2803 Fletcher, P. C., D. L. Weisman: Circulators for Optical Radar Systems. Appl. Opt. **4**, 7 (July 1965) 867—873.

2804 Fowler, V. J., L. R. Bloom: Optical Time Multiplexing — a Method for Extremly Wideband Optical Communication. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 170.

2805 Fowles, G. R., W. T. Silfvast: High-Gain Laser Transition in Lead Vapor. Appl. Phys. Lett. **6**, 12 (15. June 1965) 236—237.

2806 Fox, A. G., T. Li: Resonant Modes in an Optical Maser. Proc. IRE **48**, 11 (1960) 1904—1905.

2807 —, —, D. A. Kleinman, P. P. Kisliuk: Comment on "Discrimination against Unwanted Orders in the Fabry-Perot Resonator". Bell Syst. Techn. J. **41**, 4 (1962) 1475—1476.

2808 —, —: Equivalence of Different Integral Equations for the Fabry-Perot Interferometer Used as a Laser Resonator. Phys. Lett. **14, 3** (1. Febr. 1965) 187—188.

2809 —: Properties of Optical Cavity Modes. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 58.

2810 Francois, G. E., A. E. Siegman: Effect of Gaussian Spread on Phase Velocity Matching in cw Optical Second-Harmonic Generation. Phys. Rev. **139**, 1A (5. July 1965) 4—9.

2811 Fritz, B., E. Menke: Laser Effect in KCl with F_A(Li) Centers. Solid State Comm. **3**, 3 (1965) 61—63.

2812 Fritzsche, D., W. Fibich: Fernsehübertragung mit He-Ne-Laser. Siemens Entw. Ber. (in Vorbereitung).

2813 Gamo, H.: Thermodynamic Entropy of Partially Coherent Light Beams. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1322.

2814 Ganapolskii, E. M., A. N. Chernets: Resonance Absorption of 10^{10} cps Hypersound in Ruby. Soviet Physics JETP **20**, 5 (May 1965) 1127—1130; russ.: **47**, 5 (Nov. 1964) 1677—1682.

2815 Gandy, H. W., R. J. Ginther, J. F. Weller: Energy Transfer and Ho^{3+} Laser Action in Silicate Glass Coactivated with Yb^{3+} and Ho^{3+}. Appl. Phys. Lett. **6**, 12 (15. June 1965) 237—239.

2816 Garbrecht, K., W. Heinlein: Lichtdemodulation mit Halbleiter-Photodioden. Frequenz **18**, 4 (1964) 121—129. Siemens Entw. Berichte **27**, 3 (Dez. 1964) 251—259.

2817 GEHRER, G., D. RÖSS: Modenselektive Eigenschaften einer planparallelen dielektrischen Platte als Reflektor eines Laserresonators. Z. Naturfschg. **20** a, 5 (Mai 1965) 701—705.

2818 GERARDO, J. B., J. T. VERDEYEN: Correlated Interferometric Measurements of Plasma Electron Densities at Optical and Microwave Frequencies. Appl. Phys. Lett. **6**, 9 (1. May 1965) 185—187.

2819 —, —, M. A. GUSINOW: High-Frequency Laser Interferometry in Plasma Diagnostics. J. Appl. Phys. **36**, 7 (July 1965) 2146—2151.

2820 GERRITSEN, H. J., M. E. HELLER: High-Resolution Tuned-Laser Spectroscope. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 73—77.

2821 GERRY, E. T.: Pulsed-Molecular-Nitrogen Laser Theory. Appl. Phys. Lett. **7**, 1 (1. July 1965) 6—8.

2822 GEUSIC, J. E., M. L. HENSEL, R. G. SMITH: A Repetitivly Q-Switched, Continuously Pumped YAG:Nd Laser. Appl. Phys. Lett. **6**, 9 (1. May 1965) 175—177.

2823 GIBBON, M. G., F. I. LAUGHRIDGE, J. R. NICHOLS, N. A. KRAUSE: Transmission and Scattering Properties of a Nevada Desert Atmosphere. J. Opt. Soc. Am. **52**, 1 (Jan. 1962) 38—43.

2824 GIBBS, W. E. K., R. E. WHITCHER: Polarization Effects in a Roof-Top Ruby Laser. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 1034—1035.

2825 GIORDMAINE, J. A.: Nonlinear Optical Properties of Liquids. Phys. Rev. **138**, 6A (14. June 1965) 1599—1606.

2826 GIRES, F., G. MAYER, M. PAILLETTE: Sur quelques transitions présentant l'effet laser dans le mélange He-Ne. Compt. Rend. **256** (1962) 3438—3439.

2827 GIVENS, M. P.: Noise in Wave Interaction Experiments. J. Opt. Soc. Am. **52**, 2 (Febr. 1962) 225—226.

2828 GOLDICK, H. D.: Frequency Stabilization of Double Mode Gas Laser. Proc. IEEE **53**, 6 (June 1965) 638.

2829 GOODWIN, D. W.: Crystalline Solid State Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 35—48.

2830 GOULD, G.: Collision Lasers. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 59—67.

2831 GRAHAM, M. E., B. I. DAVIS, D. V. KELLER: Immersion Liquids for Ruby Lasers. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 613—615.

2832 GROB, K.: Stimulated Raman Scattering in Solids. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 34.

2833 GRUDZINSKI, R., M. PAILLETTE, J. BECRELLE: Etude de transitions laser couplées dans un mélange hélium-néon. Compt. Rend. **258** (1964) 1452—1453.

2834 GRYVNAK, D. A., D. E. BURCH: Optical and Infrared Properties of Al_2O_3 at Elevated Temperatures. J. Opt. Soc. Am. **55**, 6 (June 1965) 625.

2835 GÜRS, K.: Ein kontinuierlicher wassergekühlter Rubinlaser. Phys. Lett. **16**, 2 (1965) 125—127.

2836 HAGENAH, W. D.: Anwendung von Lasern bei der Materialuntersuchung. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 130—138.

2837 HAISMA, J.: Gas Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 74—84.

2838 HAKEN, H.: Nonlinear Theory of Laser Noise and Coherence. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16** (25. Jan. 1965) 14.

2839 HALL, J. L., E. J. ROBINSON, L. M. BRANSCOMB: Laser Double-Quantum

Photodetachment of I⁻. Phys. Rev. Lett. **14**, 25 (21. June 1965) 1013–1016.

2840 Heavens, O. S., H. M. Liddell: Influence of Absorption on Measurement of Refractive Index of Films. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 629–630.

2841 —: Possibility of the Use of a Hollow Cathode Discharge as an Amplifying Medium. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 87.

2842 Hecken, R.: Ein monofrequenter, wobbelbarer He-Ne Laser Oszillator. A.E.Ü. **19**, 4 (1965) 227–228.

2843 —: Der Gas-Laser. „Über den Laser", Vortragsveröff. Haus der Technik, Essen, Nr. 23, S. 26–40.

2844 Henkel, H. J., E. Klein, H. Kuckuck: Das Verhalten von GaAs-Laserdioden bei hohen Strahlungsleistungen. Solid State Electronics **8**, 5 (1965) 475–478.

2845 Hercher, M.: Single-Mode Operation of a Q-Switched Ruby Laser. Appl. Phys. Lett. **7**, 2 (15. July 1965) 39–41.

2846 Herriott, D. R., H. J. Schulte: Folded Optical Delay Lines. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 883–889.

2847 Herzog, B., A. P. Rodgers, J. E. Peterson: Detection of Ruby Laser Axial Mode Differences with Photodiodes. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 594.

2848 Hirschberg, J. G.: Device for Accurately Changing the Direction of a Light Beam through Small Angles. Appl. Opt. **4**, 6 (June 1965) 759.

2849 Holmes, C. H., E. G. Spencer, A. A. Ballman, P. V. Lenzo: The Electrooptic Effect in Calcium Pyroniobate. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 551–553.

2850 Hooge, F. N.: Injection Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 89–97.

2851 Hora, H.: Concerning Stimulated Recombination in a Semiconductor Anode of a Discharge Diode. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 98–99.

2852 —: Calculations of Laser Excitation in a GaAs Anode by Slow Electrons. Z. Naturforschg. **20**a, 4 (April 1965) 543–548.

2853 Hotz, D. F.: Gain Narrowing in a Laser Amplifier. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 527–530.

2854 Howe, J. A.: Effect of Foreign Gases on the CO_2 Laser: R-Branch Transitions. Appl. Phys. Lett. **7**, 1 (1. July 1965) 21–22.

2855 —: Explosion Flame Emission. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 184–186.

2856 Hsu, H., W. Kavage: Stimulated Brillouin Scattering in Anisotropic Media and Observation of Phonons. Phys. Lett. **15**, 3 (1. April 1965) 207–208.

2857 Hurwitz, C. E., A. R. Calawa, R. H. Rediker: Electron Beam Pumped Lasers of PbS, PbSe, and PbTe. IEEE J. Quant. Electr. QE-**1**, 2 (May 1965) 102–103.

2858 Iannuzi, M., E. Polacco: Polarization Dependence of Laser-Induced Fluorescence in Anthracene. Phys. Rev. **138**, 3A (3. May 1965) 806–808.

2859 Iida, S., T. Kushida: Shifts of Mode Spectra with Current in GaAs Laser. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 3 (March 1964) 162–163.

2860 Inaba, H., A. E. Siegman: Microwave Mixing of Optical Maser Output with a PIN-Junction Photodiode. Proc. IRE **50**, 8 (Aug. 1962) 1823.

2861 —, Y. Isawa: On Dynamical Equations for Transient Oscillations in a Three-Level Laser. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 17.

2862 —, T. Kobayashi: Ultrasonic Frequency Modulation of Laser Oscillation from Nd^{3+} Glass Rod. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 66.

2863 —, —: Ultrasonic Modulation of Laser Oscillation from Nd^{3+}-Glass Rod. Abstracts: J. Inst. Electr. Com. Eng. Japan **48**, 1 (Jan. 1965) 20.

2864 Jackson, D. W., W. H. Huntley, Jr.: Comments on "Bandwidth Limitations of Incavity Laser Modulation. Proc. IEEE **53**, 6 (June 1965) 616–617.

2865 Jacobsen, A. D., T. R. O'Meara: Low-Level Single-Resonator Laser Amplifier. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 529.

2866 Jaseja, T. S., A. Javan, J. Murray, C. H. Townes: Test of Special Relativity or of the Isotropy of Space by Use of Infrared Masers. Phys. Rev. **133**, 5A (2. March 1964) 1221–1225.

2867 Johnson, K. M., D. D. Eden: Solid-State Modulation and Demodulation of Light with Information from Five Television Channels Simultaneously. Proc. IEEE **53**, 4 (April 1965) 402–403.

2868 Johnston, A. R., J. M. Weingart: Determination of the Low-Frequency Linear Electro-Optic Effect in Tetragonal $BaTiO_3$. J. Opt. Soc. Am. **55**, 7 (July 1965) 828–834.

2869 Kahn, W. K.: Geometric Optical Derivation of Formula for the Variation of the Spot Size in a Spherical Mirror Resonator. Appl. Opt. **4**, 6 (June 1965) 758–759.

2870 Kalibjian, R., T. Huen, C. Maninger, J. Yee: Laser Deflection Modulation in a CdS Prism. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 539.

2871 Kapany, N. S., N. Silbertrust, N. A. Peppers: Laser Retinal Photocoagulator. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 517–522.

2872 Kawaji, A.: Some Properties of Junction Triode Laser. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 7 (July 1964) 425–426.

2873 Kay, R. B., G. S. Waldman: Complete Solutions to the Rate Equations Describing Q-Spoiled and PTM Laser Operation. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1319–1323.

2874 Keck, P. H., J. J. Redmann: Performance of a cw Neodymium Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1323.

2875 Kegel, W. H.: Light Mixing and the Generation of the Second Harmonic in a Plasma in an External Magnetic Field. Z. Naturforschg. **20**a, 6 (June 1965) 793–800.

2876 Keller, D. V., B. I. Davies, M. E. Graham: Undamped Regular Spiking of High Energy Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 71.

2877 Kerr, J. R.: Wide-Band Optical Frequency Translation. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 496–497.

2878 Kikuchi, T. T., H. P. Broida: Laser Possibilities of Chemically Excited Molecules Formed with Atomic Species. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 171–178.

2879 Kleinhans, W., D. L. Fried: Efficient Diffraction of Light from Acoustic Waves in Water. Appl. Phys. Lett. **7**, 1 (1. July 1965) 19—21.

2880 Knestrick, G. L., T. H. Cosden, J. A. Curcio: Atmospheric Scattering Coefficients in the Visible and Infrared Regions. J. Opt. Soc. Am. **52**, 9 (Sept. 1962) 1010—1016.

2881 Koester, C. J., D. A. LaMarre: Optimizing the Parameters for an End-Pumped Laser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 595.

2882 Kogelnik, H.: Coupling and Conversion Coefficient for Optical Modes. Proc. of Symposium on Quasi-Optics (June 1964) 333—347. Polytechnic Institute Brooklyn.

2883 Kohlrausch, F.: Praktische Physik, **2**. Teubner Verlagsgesellsch., Stuttgart (1956).

2884 Konnerth, K.: Junction Heating in GaAs Injection Lasers. Proc. IEEE **53**, 4 (April 1965) 397—398.

2885 Kontorovitsch, W. N., A. M. Prokhorov: Nonlinear Effects of the Interaction of Resonance Fields in the Molecular Generator and Amplifier. Soviet Physics JETP **6**, 6 (June 1958) 1100—1102; russ.: **33**, 6 (Dec. 1957) 1428—1430.

2886 Korenman, V.: Quantum Theory of Laser Coherence and Noise. Phys. Rev. Lett. **14**, 9 (1. March 1965) 293—295.

2887 Korpel, A., R. Adler, D. Desmares, T. M. Smith: An Ultrasonic Light Deflection System. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 60—61.

2888 Kricker, W. A., W. I. B. Smith: A Moving Mirror Laser Interferometer for Plasma Diagnostics. Phys. Lett. **14**, 2 (15. Jan. 1965) 102—103.

2889 Krokhin, O. N.: Self-Regulating Regime of Plasma Heating by Laser Radiation. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 123—124.

2890 Kronast, B.: Laser Application in the Field of Plasma Physics. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 120—121.

2891 Krupke, W. F.: Performance of Laser-Pumped Quantum Counters. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 20—28.

2892 Laikin, M.: Optical Coatings for Laser Use. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 1032—1033.

2893 Lallemand, P., N. Bloembergen: Multimode Effects in the Gain of Raman Amplifiers and Oscillators. I. Oscillators. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 210—212.

2894 —, —: Multimode Effects in the Gain of Raman Amplifiers and Oscillators. II. Amplifiers. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 212—213.

2895 Lampis, G., C. A. Sacchi, O. Svelto: Pump Energy Absorption in a Ruby Rod. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 68.

2896 Landon, D., S. P. S. Porto: A Tandem Spectrometer to Detect Laser-Excited Raman Radiation. Appl. Opt. **4**, 6 (June 1965) 762—763.

2897 Large, L. N., H. Hil: A Compact Pulsed Gas Laser for the Far Infrared. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 625—626.

2898 Laures, P., L. Dana, C. Frapard: Nouvelles raies laser visibles dans le xénon ionisé. Compt. Rend. **259** (1964) 745—747.

2899 Lax, B.: Semiconductor Lasers. Science **141**, 3587 (27. Sept. 1963) 1247—1255.

2900 LEITH, E. N., J. UPATNICKS: Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Objects. J. Opt. Soc. Am. **53**, 12 (Dec. 1963) 1377—1381.

2901 —, —: Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-dimensional Objects. J. Opt. Soc. Am. **54**, 11 (1964) 1295—1301.

2902 —, —: Photography by Laser. Scientif. American **212**, 6 (June 1965) 24—35.

2903 LEMPICKI, A., H. SAMELSON, C. BRECHER: Laser Action in Rare Earth Chelates. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 205—213.

2904 LEONARD, D. A.: Saturation of the Molecular Nitrogen Second Positive Laser Transition. Appl. Phys. Lett. **7**, 1 (1. July 1965) 4—6.

2905 LI, T., P. W. SMITH: Mode Selection and Mode Volume Enhancement in a Gas Laser with Internal Lens. Proc. IEEE **53**, 4 (April 1965) 399—400.

2906 LIU, S. G., W. L. WALTERS: Optical Beam Deflection by Pulsed Temperature Gradients in Bulk GaAs. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 522—523.

2907 LONG, L. T.: Importance of Ruby Absorption Bands for Laser Action. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 626.

2908 LONNGREN, K. E., J. B. BEYER: An Extension to the High Loss Region of the Solution of the Confocal Fabry-Perot Resonator Integral Equation. Trans. IEEE MTT **13**, 2 (March 1965) 243—244.

2909 LORIMOR, O. G., W. G. SPITZER: Infrared Refractive Index and Absorption of InAs and CdTe. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 1841—1844.

2910 LOTSCH, H. K. V.: On the Field Distributions in a Fabry-Perot Interferometer. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 489—490.

2911 —: The Confocal Resonator System with a Large Fresnel Number (V-Type Eigenmodes). Z. angew. Phys. **19**, 3 (1965) 162—168.

2912 —: The Fabry-Perot Interferometer as an Antenna Problem. Proc. IEEE **53**, 4 (April 1965) 398—399.

2913 LOW, W.: X-Ray Induced Fluorescence in Ruby and the Application to Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 66.

2914 LUCK, C. F., Jr., B. JACKSON: Some Properties of Neodymium-Doped Calcium Tungstate Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1319.

2915 MCCLUNG, F. J.: Giant Pulse Lasers and Stimulated Raman Scattering. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 27—32.

2916 —, G. ECKHARDT, R. W. HELLWARTH, S. E. SCHWARZ, D. WEINER, E. J. WOODBURY: Stimulated Raman Scattering from Organic Liquids. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1323.

2917 —, W. G. WAGNER, D. WEINER: Mode-Structure Independence of Stimulated Raman-Scattering Conversion Efficients. Phys. Rev. Lett. **15**, 3 (19. July 1965) 96—97.

2918 MCCUMBER, D. E.: Coherence Theory for Optical Cavity Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1322.

2919 MCFARLANE, R. A.: Frequency Pushing and Frequency Pulling in a He-Ne Gas Optical Maser. Phys. Rev. **135**, 3 A (3. Aug. 1964) 543—550.

2920 MCGOWAN, J. W., R. F. STEBBINGS: Charge Transfer as a Possible Laser Pumping Mechanism. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 68—72.

2921 MCMAHON, D. H., A. R. FRANKLIN: Nonlinear Optical Sum Generation in ADP Using only Incoherent Light. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 2073—2074.

2922 MANDEL, I., E. WOLF: Coherence Properties of Optical Fields. Reviews of Modern Phys. **37**, 2 (April 1965) 231—287.

2923 MANANKOV, A. A., R. M. MARTIROSJAN, YU. P. PIMENOV, A. M. PROKHOROV, V. A. SYCHUGOV: Transients in Three-Level Masers. Soviet Physics JETP **20**, 6 (June 1965) 1381—1386; russ.: **47**, 6 (Dec. 1964) 2055—2063.

2924 MANENKOV, A. A., A. M. PROKHOROV: Hyperfine Structure of the Paramagnetic Resonance Spectrum of Cr^{3+} in Al_2O_3. Soviet Physics JETP **4**, 2 (March 1957) 288—289; russ.: **31**, 2 (Aug. 1956) 346—347.

2925 —, —: The Fine Structure of the Spectrum of the Paramagnetic Resonance of the Ion Cr^{3+} in Chromium Corundum. Soviet Physics JETP **1**, 3 (Nov. 1955) 611; russ.: **28**, **6** (1955) 762.

2926 MARCHAL, M., M. T. MARCHAL: Détection d'ultra-sons induits dans le tissu cérébral par irradiation laser; danger de ces applications. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 181.

2927 MARSHAK, I. S.: Limiting Parameters and Generalized Working Characteristics of Xenon Tubes. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 595.

2928 MARTIN, M. D., E. L. THOMAS, J. K. WRIGHT: The Mixing of Raman and Laser Frequencies. Phys. Lett. **15**, 2 (15. March 1965) 136—137.

2929 MASON, J. F.: Modernizing the Missile Range; Part 2. Electronics **38**, 5 (8. March 1965) 108—118.

2930 MATHIAS, L. E. S., A. CROCKER, M. S. WILLS: Laser Oscillations at Wavelengths between 21 and 32 μ from a Pulsed Discharge through Ammonia. Phys. Lett. **14**, 1 (1. Jan. 1965) 33—34.

2931 —, —, —: Laser Oscillations from Nitrous Oxide at Wavelengths around 10,9 μ. Phys. Lett. **13** (1964) 303—304.

2932 MEHTA, C. L., E. C. G. SUDARSHAN: Relation between Quantum and Semiclassical Description of Optical Coherence. Phys. Rev. **138** 1B. (12. April 1965) 274—280.

2933 MELNGAILIS, I.: Optically Pumped InAs Laser. IEEE J. Quant. Electr. QE-**1**, 2 (May 1965) 104—105.

2934 MET, V.: Investigations on Plasma-Pinch Pump-Lamps. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 63—64.

2935 MIELENZ, K. D., K. F. NEFFLEN: Gas Mixtures and Pressures for Optimum Output Power of rf-Excited He-Ne Gas Lasers at 632,8 nm. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 565—567.

2936 MIKAELJAN, A. L.: The Energy Efficiency of the Medium with Inverse Population. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 17.

2937 MISSIO, D. V., K. N. SEEBER: Formation and Characteristics of Giant Pulses in Optical Masers. Alta Frequenza **34**, 5 (May 1965) 323—331.

2938 —: Analysis of Giant-Pulse Ruby Lasers. Microwaves **4**, 7 (July 1965) 40—47.

2939 MORI, H., M. MATSUHARA: The Proposal of Laser Light Modulation. J. Inst. Electr. Comm. Eng. of Japan, Abstracts **47**, 9 (Sept. 1964) 21.

2940 NAMBA, S., P. H. KIM: Electron and Laser Beam Processing. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 9 (Sept. 1964) 536—545.

2941 NANNICHI, Y.: Dependence of Threshold Currents on the Impurity Concentrations in Laser Diode. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1499—1500.

2942 NASSAU, K.: Lasers and Laser Materials. Materials Research and Standards **5** (Jan. 1965) 3—11.

2943 NEDDERMAN, H. C., Y. C. KLANG, F. C. UNTERLEITNER: Control of Gain in Ruby Optical Maser by Means of the Zeeman Effect. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1323.

2944 Neugebauer, R. E. J.: Coherence Time of a Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 4 (1962) 470–471.

2945 Neuroth, N.: Werkstoffe für Festkörper-Laser unter Berücksichtigung des Glases. „Über den Laser“, Vortragsveröff. Haus der Technik, Essen, **23**, 74–88.

2946 Nieuwpoort, W. C.: Chemical Lasers Part I. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 101–106.

2947 Nomarski, G.: Etude expérimentale des lasers en verre au Néodyme. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 65.

2948 Ogura, H., Y. Yoshida: Cavity Theory of Fabry-Perot Resonator. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 9 (Sept. 1964) 546–556.

2949 Oliver, B. M.: Thermal and Quantum Noise. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 436–454.

2950 Olt, R. D., L. E. Rautiola: Maser Ruby Crystals. Solid State Design **3**, 6 (1962) 65–69.

2951 Oraewskij, A. N.: Halbleiterlaser. Prioda (Natur) 9 (1964) (russ.) 15–19.

2952 Otto, J. L., R. Cagnard, R. Echard, R. Der Agobian: Emission stimulée de nouvelles transitions infrarouges dans les gaz rares. Compt. Rend. **258** (1964) 2779–2780.

2953 Pantell, R. H.: The Laser Oscillator with an External Signal. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 474–477.

2954 Panzer, S.: Die Anwendungen des Lasers für die Materialbearbeitung. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 138–155.

2955 Pariser, B., T. C. Marshall: Time Development of a Laser Signal. Appl. Phys. Lett. **6**, 12 (15. June 1965) 232–234.

2956 Pashinin, P. P., A. M. Prokhorov: Measurements of the Spin-Lattice Relaxation Times of Cr^{3+} in Corundum. Soviet Physics JETP **7**, 3 (Sept. 1958) 535; russ.: **34**, 3 (March 1958) 777.

2957 –, S. I. Mandelstam, A. M. Prokhorov, N. K. Suhodrev: Optical Frequency Electrical Discharge in Air. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 125–126.

2958 Patel, C. K. N.: CW High Power N_2-CO_2 Laser. Appl. Phys. Lett. **7**, 1 (1. July 1965) 15–17.

2959 Penfield, P., D. E. Sawyer: Photoparametric Amplifier. Proc. IEEE **53**, 4 (April 1965) 340–347.

2960 Peppers, N. A.: A Laser Microscope. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 555–558.

2961 Perina, J.: On the Relation between Coherence and Monochromaticity. Phys. Lett. **14**, 1 (1. Jan. 1965) 34–35.

2962 Perry, D. L.: Low-Less Multilayer Dielectric Mirrors. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 987–991.

2963 –, R. M. Sia, C. R. Burnett: Helium Level Population in a Hollow Cathode Plasma. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 592.

2964 Peters, C. J.: Optical Frequency Translator Using Two Phase Modulators in Tandem. Appl. Opt. **4**, 7 (July 1965) 857–861.

2965 –: Gigacycle-Bandwidth Coherent-Light Traveling-Wave Amplitude Modulator. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 455–460.

2966 Peterson, G. E., A. D. Pearson, P. M. Bridenbaugh: Energy Exchange from Nd^{3+} to Yb^{3+} in Calibo Glass. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 1962–1966.

2967 PETICOLAS, W. L., K. E. RIECKHOFF: Polarization on Anthracene Fluorescence by One and Two Photon Excitation. Phys. Lett. **15**, 3 (1. April 1965) 230—231.

2968 PETTIT, G. D., W. J. TURNER: Refractive Index of InP. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 2081.

2969 PHILBERT, M.: Photométrie du laser par cellule photoélectrique. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 129.

2970 PICARD, R. H., C. R. WILLIS: Coherence in a Model of Interacting Radiation and Matter. Phys. Rev. **139**, 1A (5. July 1965) 10—15.

2971 POLANYI, J. C.: Vibrational-Rotational Population Inversion. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 109—127.

2972 POLE, R. V.: The Scanlaser — an Electrically Controlled Scanning Laser Device. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 173.

2973 PORTO, S. P. S., D. L. WOOD: Ruby Optical Maser as a Raman Source. J. Opt. Soc. Am. **52**, 3 (March 1962) 251—252.

2974 POTTER, R. J., H. B. BEBB, C. B. SMOYER: Efficient Pumping of an Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1319.

2975 PRATESI, R., L. RONCHI, G. TORALDO DI FRANCIA: Many Element Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 68—71.

2976 PRATT, G. W., Jr., J. E. RIPPER: Theory of Pressure-Tuned Lead Salt Laser. J. Appl. Phys. **36**, 5 (May 1965) 1525—1527.

2977 PROKHOROV, A. M.: Molecular Amplifier and Generator for Submillimeter Waves. Soviet Physics JETP **7**, 6 (Dec. 1958) 1140—1141; russ.: **34**, 6 (June 1958) 1658—1659.

2978 QUESADA, A. F., S. R. BLOM, V. N. DEL PIANO, G. F. HULL, Jr.: Noise Spectrum of a Photocurrent that Obeys Bose-Einstein Statistics. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1492—1493.

2979 RATERING, H. J.: Application of a cw Laser as a Light Source in an Optical Alignment Method. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 126—128.

2980 READ, W. S.: Phase Turbulence in Short Atmospheric Paths. North Amer. Aviation, Inc., Space & Inform. Syst. Div., Electro-Opt. Lab. Technical Memorandum 93, 13. March 1964.

2981 REDLIEN, H. W., Jr., H. M. HEINEMAN: Optical Stimulation of Microwave Antennas without Direct Frequency Scaling. Proc. IEEE **53**, 6 (June 1965) 648—649.

2982 REYNOLDS, D. C., C. W. LITTON, T. C. COLLINS: Some Optical Properties of Group II—VI Semiconductors (I). Phys. stat. solidi **9**, 3 (1965) 645—684 (II). Phys. stat. solidi **12**, 1 (1965) 3—57.

2983 RIBBENS, W. B.: An Optical Circulator. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 1037—1038.

2984 RIECK, H.: Die kohärente Lichtemission von p—n Sperrschichten. „Über den Laser", Vortragsveröff. Haus der Technik, Essen **23**, 69—73.

2985 RIVOIRE, G., R. DUPEYRAT: Le spectre Raman stimulé du nitrobenzène. Compt. Rend. **259** (1964) 755—757.

2986 RIWLIN, L. A.: Negative Resonance Absorption of Light in a Stable Medium. Soviet Physics JETP **20**, 2 (Febr. 1965) 416—417; russ.: **47**, 2 (1964) 624—626.

2987 Robl, H. R.: Interaction of High Intensity Light Beams with Matter. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 33.

2988 Röss, D.: Ein optischer Rubin-Molekularverstärker (Laser) mit niedriger Pumpleistung. Frequenz **15**, 11 (1961) 372.

2989 Rosen, G., F. C. Whitmore: Alternative Experiment for Observing the Vacuum Scattering of Light by Light. Phys. Lett. **14**, 3 (1. Febr. 1965) 201—202.

2990 Rosenberger, D.: Superstrahlung in gepulsten Argon-, Krypton- und Xenon-Entladungen. Phys. Lett. **14**, 1 (1. Jan. 1965) 32.

2991 Russel, J. P.: Raman Scattering in Silicon. Appl. Phys. Lett. **6**, 11 (1. June 1965) 223—224.

2992 Rysanek, V. Z.: Thin Dielectric Layers Technology Using Vacuum Deposition with Piezoelectric Crystal Rate Control. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 993—997.

2993 Sacchi, C. A., O. Svelto: Spiking Behavior of a Multimode Ruby Laser. to be published.

2994 Salat, A.: On Non-Linear Resonant Light Mixing in Plasmas. Phys. Lett. **15**, 2 (15. March 1965) 139—141.

2995 Salow, H., K.-W. Benz: Der Aufbau von GaAs-Injektionslasern für den kontinuierlichen Betrieb bei der Temperatur des flüssigen N_2. Z. angew. Phys. **19**, 3 (Juni 1965) 159—161.

2996 Savage, A.: Improved Geometry for Quantitative Measurements of Optical Frequency Doubling. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1496—1497.

2997 Schultz, G. V.: Colour Change of a Ruby Crystal Caused by Ultraviolet Irradiation. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 73.

2998 Schwarz, S. E.: Plasma Diagnosis by Means of Optical Scattering. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 1836—1841.

2999 —: Note on Laser Monitors. Proc. IEEE **53**, 4 (April 1965) 414—415.

3000 Schweitzer, P.: Spiking and Mode Structure of Solid-State Lasers. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 67—68.

3001 Scott, A. C.: Laser Efficiency at High Pump Levels. Solid State Electr. **8**, 6 (June 1965) 551—561.

3002 —: A Limit Upon Laser Amplifier Pump Level. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 537.

3003 Seeber, K. N.: Saturation Effects in Solid-State Laser Amplifiers. IEEE Trans. ED-**12**, 2 (Febr. 1965) 63—66.

3004 Seed, R. G., N. A. Sullivan, E. L. Withey: Diode Laser Pulses. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 98.

3005 Seman, M. L.: Population Inversions Produced by Chemical Depletion of Ground States. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 181—183.

3006 Senitzky, I. R.: Dissipation in Quantum Mechanics. The Two-Level System I. Phys. Rev. **131**, 6 (15. Sept. 1963) 2827—2838.

3007 —: Dissipation in Quantum Mechanics. Two-Level System. II. Phys. Rev. **136**, 4A (18. May 1964) 816—823.

3008 —: Dissipation in Quantum Mechanics. Two-Level System III. Phys. Rev. **137**, 6A (15. March 1965) 1635—1643.

3009 Sette, D.: Laser Applications to Communication. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 156—169.

3010 Shappirio, J. R., T. R. AuCoin, J. G. Gualtieri: Metallic Scattering Centers in $CaWO_4$ Laser Crystals. J. Appl. Phys. **34**, 8 (1963) 3643—3644.

3011 Shen, Y. R., N. Bloembergen: Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering. Phys. Rev. **137**, 6A (15. March 1965) 1787—1805.

3012 —: Theory of Stimulated Raman Effect. II. Phys. Rev. **138**, 6A (14. June 1965) 1741—1746.

3013 Shimazu, M., Y. Suzaki: On the New Laser Oscillations in He-N_2, Ne-N_2, He-Air, Ne-Air, Ne-CO_2 and He-CO_2 Discharges. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 9 (Sept. 1964) 561—562.

3014 Shuler, K. E., T. Carrington, J. C. Light: Nonequilibrium Chemical Excitation and Chemical Pumping of Lasers. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 81—104.

3015 Sinclair, D. C., M. P. Givens: Helium-Neon Laser as a Source for a Novel Velocity of Light Experiment. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1324.

3016 Singh, S., R. G. Smith: Axial Modes of a Ruby Laser with External Reflectors. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 507—508.

3017 Skalinski, T., K. Rosinski: Coherence Phenomena in Resonance Radiation of Atomic Vapors. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 15.

3018 Skinner, J., J. E. Geusic: Diffraction Limited Ruby Oscillator. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1319.

3019 Smith, A. W., J. A. Armstrong: Intensity Fluctuations and Correlations in GaAs Laser. Phys. Lett. **16**, 1 (May 1965) 38—39.

3020 Smith, H. M.: Vacuum-Deposited Thin Films Using an Optical Maser. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1319—1320.

3021 Smith, P. W.: Observation of the Transverse Modes of a Laser with a Scanning Interferometer. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 1038—1040.

3022 Soffer, B. H., R. H. Hoskins: Energy Transfer and cw Laser Action in $Tm^{3+}:Er_2O_3$. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 200—201.

3023 Sooy, W. R.: The Natural Selection of Modes in a Passive Q-Switched Laser. Appl. Phys. Lett. **7**, 2 (15. July 1965) 36—37.

3024 Soutif, M.: Masers and Their Present-Day Possibilities. Onde Electrique **45**, 454 (1965) 41—52.

3025 Specht, W. A., Jr.: Modes in Spherical-Mirror Resonators. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1306—1313.

3026 Statz, H., G. A. DeMars, D. T. Wilson, C. L. Tang: Problem of Spike Elimination in Lasers. J. Appl. Phys. **36**, 5 (May 1965) 1510—1514.

3027 —, F. A. Horrigan, S. H. Koozekanani, C. L. Tang, G. F. Koster: Transition Probabilities for some Ar II Laser Lines. J. Appl. Phys. **36**, 7 (July 1965) 2278—2286.

3028 —, C. L. Tang: Problem of Mode Deformation in Optical Masers. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 1816—1819.

3029 Steele, E. L.: Descriptive Theory of Spiking Pulses in Optically Pumped Lasers. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 42—49.

3030 Stimler, M., Z. I. Slawsky: Measurement of Pulsed Laser Energy by Photon-Momentum Transfer. Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 8 (1963) 623.

3031 —: Determination of Electron-Beam Penetration in Laser Crystals. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 626—628.

3032 STIRLING, N. C.: Detection Range Prediction for Infrared Detection Systems. Proc. IEEE **51**, 10 (1963) 1327—1336.

3033 STREIFER, W.: Optical Resonator Modes — Rectangular Reflectors of Spherical Curvature. JOSA **55**, 7 (July 1965) 868—877.

3034 STRAIN, R. J., C. C. TOOKE: Intrinsic and Extrinsic Photomixing in Semi-Insulating GaAs. Appl. Phys. Lett. **6**, 8 (15. April 1965) 157—158.

3035 STROKE, G. W.: Interferometry with Rotation-Insensitive "Corner-Cube" Systems and Lasers. J. Opt. Soc. Am. **55**, 3 (March 1965) 330—331.

3036 —: Lensless Fourier-Transform Method for Optical Holography. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 201—203.

3037 SUCOV, E. W.: Interdependence of Threshold, Filament Position, and Efficiency in a Linearly Pumped Ruby Rod. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 593—596.

3038 SWOPE, C. H., C. J. KOESTER: Eye Protection against Lasers. Appl. Opt. **4**, 5 (May 1965) 523—526.

3039 SZABO, A., R. A. STEIN: Theory of Laser Giant Pulsing by a Saturable Absorber. J. Appl. Phys. **36**, 5 (May 1965) 1562—1566.

3040 TAMAI, T., M. ACHIWA: Polarization of a Ruby Maser Beam. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 1 (Jan. 1964) 60—61.

3041 TANG, C. L., T. F. DEUTSCH: Generation of Anti-Stokes Radiation in the Higher Order Coherent Raman Processes. Phys. Rev. **138**, 1A (5. April 1965) 1—8.

3042 TEISSIER DU CROS, F.: An Attempt Towards the Definition of the Phase of Quantum Oscillators. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 16.

3043 TERAI, M.: Evaporographic Observation of Oscillation Patterns of 3,39 μ in a He-Ne Gaseous Laser. Jap. J. Appl. Phys. **3**, 7 (July 1964) 421—422.

3044 TERHUNE, R. W., P. D. MAKER, C. M. Savage: Measurements of Nonlinear Light Scattering. Phys. Rev. Lett. **14**, 17 (26. April 1965) 681—684.

3045 TOBIAS, I., M. L. SKOLNICK, R. A. WALLACE, T. G. POLANYI: Derivation of a Frequency-Sensitive Signal from a Gas Laser in an Axial Magnetic Field. Appl. Phys. Lett. **6**, 10 (15. May 1965) 198—200.

3046 TOZER, B. A.: Theory of Ionization of Gases by Laser Beams. Phys. Rev. **137**, 6A (15. March 1965) 1665—1667.

3047 TREACY, E. B.: Non-Degenerate Modes in a Two-Cone Resonator. Phys. Lett. **15**, 1 (1. March 1965) 37—38.

3048 TROUP, G.: Masers and Lasers. Methuen's Monographs on Physical Subjects, 192 pp. Methuen & Co Ltd, London 1963.

3049 UNGER, H. G.: Light Beam Propagation in Curved Schlieren Guides. A.E.Ü. (Archiv d. Elektr. Übertrg.) **19**, 4 (1965) 189—198.

3050 VALI, W., V. VALI: On the Production of High Energy Particles by Giant-Pulse Lasers. Proc. IEEE **53**, 5 (May 1965) 517—518.

3051 VALITOV, R. A., S. F. DYUBKO, V. V. KAMYSHAN, V. P. SHEIKO: A Method for Measuring the Field Distribution in an Open Resonator. Soviet Physics JETP **20**, 4 (April 1965) 791—794; russ.: **47**, 4 (Oct. 1964) 1173—1177.

3052 VANJUKOV, P., W. I. ISAJENKO, W. A. SEREBRJAKOV: Stimulated Emission in Complex Modes. Soviet Physics JETP **20**, 6 (June 1965) 1355—1357; russ.: **47**, 6 (Dec. 1964) 2019—2021.

3053 Varsanyi, F.: Infrared-Optical Double Resonance in Rare-Earth Crystals. Phys. Rev. Lett. **14**, 19 (10. May 1965) 786—789.

3054 Verber, C. M., A. H. Adelman: Laser-Induced Thermionic Emission from Tantalum. J. Appl. Phys. **36**, 5 (May 1965) 1522—1525.

3055 Viénot, J. Ch., J. Pasteur: Some Comments on Stimulated Emission from Particular Rubies (Al_2O_3: Cr^{3+}, Eu^{3+}). ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 71—72.

3056 Vinetskii, V. L., V. S. Mashkevich, P. M. Tomchuk: Theory of Steady-State Stimulated Radiation for Band-to-Band Transitions. Soviet Physics-Solid State **6**, 7 (Jan. 1965) 1607—1614; russ.: **6**, **7** (July 1964) 2037—2046.

3057 Volfson, N. S., E. I. Shitova: Quantum Optical Generators — Lasers. Science Publishers, Moscow (1964) 176 pp. Acad. Sci. USSR.

3058 Wagner, W. G., G. Birnbaum, R. Bellman: Transmission of Monochromatic Radiation in a Two-Level Material. J. Opt. Soc. Am. **52**, 11 (Nov. 1962) 1323.

3059 Walter, W. T., S. M. Jarrett: Photodissociation of Thallium Bromide and Cesium Bromide. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 201—204.

3060 Wang, C. C., G. W. Racette: Calcite Prisms as High-Power Laser Beam Combiners. Appl. Opt. **4**, 6 (June 1965) 759—761.

3061 —, —: Measurement of Parametric Gain Accompanying Optical Difference Frequency Generation. Appl. Phys. Lett. **6**, 8 (15. April 1965) 169—171.

3062 Ward, A. L.: Calculations of Electrical Breakdown in Air at Near-Atmospheric Pressure. Phys. Rev. **138**, 5A (31. May 1965) 1357—1362.

3063 Warnack, A. C. C., W. M. Deuchars, J. Irving, D. E. Kidd: Gas Laser Measurements of the Electron Density of a Plasma Produced by a very Fast Theta-Pinch Preheater. Appl. Phys. Lett. **7**, 2 (15. July 1965) 29—30.

3064 Weidlich, W., F. Haake: Master-Equation for the Statistical Operator of Solid-State Laser. Z. f. Physik **186**, 3 (1965) 203—221.

3065 Weiss, H. H.: Exploding Thin Film Optical Switch. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 935—936.

3066 White, D., D. Gregg: Optical Distortion in Ruby Lasers During Pumping. Appl. Opt. **4**, 8 (Aug. 1965) 1034.

3067 White, J. A.: Stability of Traveling Waves in Lasers. Phys. Rev. **137**, 6A (15. March 1965) 1651—1654.

3068 Wieder, I., R. R. Neiman, A. P. Rodgers: Exploratory Research on Population Inversions in Gaseous Explosions. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 187—192.

3069 Winogradoff, N. N.: Field Control of the Quantum Efficiency of Radiative Recombination in Semiconductors. Phys. Rev. **138**, 5A (31. May 1965) 1562—1568.

3070 Winstel, G., K. Mettler: Zur Trägerkombination in einem GaAs-Injektionslaser. Siemens Entw. Berichte **27**, 3 (Dez. 1964) 303—306.

3071 Witteman, W. J., R. Bleekrode: Pulsed and Continuous Molecular Far Infrared Gaslaser. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 87—88.

3072 Wittke, J. P., Z. J. Kiss, R. C. Duncan, J. J. McCormick: Uranium-

Doped Calcium Fluoride as a Laser Material. Proc. IEEE **51**, 1 (Jan. 1963) 56—62.

3073 Wittry, D. B., D. F. Kyser: Cathodoluminescence at p—n Junctions in GaAs. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1387—1389.

3074 Wolfe, C. M., M. D. Sirkis, C. J. Nuese, N. Holonyak, Jr., O. L. Gaddy, O. T. Purl, W. E. Kunz: Location of the Source of Recombination Radiation in $Ga(As_{1-X}P_X)$ p—n Junctions by Electron Bombardement. J. Appl. Phys. **36**, 6 (June 1965) 2087.

3075 Wood, R. A.: Gold-Doped Germanium as an Infrared High-Frequency Photodetector. J. Appl. Phys. **36**, 4 (April 1965) 1490—1492.

3076 Yajima, T., M. Takatsuji: Optical Harmonic Generation and Mixing of Raman Laser Light in Nonlinear Dielectric Media. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 34.

3077 Yariv, A.: Quantum Theory of Parametric Interactions of Light and Hypersound. IEEE J. Quantum Electr. QE-**1**, 1 (April 1965) 28—36.

3078 Yunovich, A. E., P. G. Eliseev, A. B. Ormont, L. A. Osadohaya, V. M. Stucheebnik: Coherent Radiation Spectra from GaAs p—n Junctions. Soviet Physics — Solid State **6**, 6 (Dec. 1964) 1504—1506; russ.: **6**, 6 (June 1964) 1908—1910.

3079 Zare, R. N., D. R. Herschbach: Atomic and Molecular Fluorescence Excited by Photodissociation. Appl. Opt. Suppl. **2** (1965) 193—200.

3080 Zaret, M. M.: Laser Application in the Field of Medicine. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 178—181.

3081 —: Parameters of Hasard Associated with Laser Environments. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. Jan. 1965) 182.

3082 —, H. Ripps, I. M. Siegel, G. M. Breinin: Biomedical Experimentation with Optical Masers. J. Opt. Soc. Am. **52**, 5 (May 1962) 607.

3083 Zel'dovich, Ya. B., Yu. P. Raizer: Cascade Ionization of a Gas by a Light Pulse. Soviet Physics JETP **20**, 3 (March 1965) 772—780; russ.: **47**, 3 (Sept. 1964) 1150—1161.

3084 Ziermann, A.: Hochleistungs-Puls-Laser. „Über den Laser", Vortragsveröff. Haus der Technik, Essen **23**, 52—68.

3085 Ziolko, S. A.: Erfolge und Möglichkeiten der Lasertechnik. Lasertechnik **19**, 10 (1964) 3—8.

3086 Zitter, R. N.: 2s—2p and 3p—2s Neon Transitions in a very long Laser. Bull. Am. Phys. Soc. **9** (1964) 500.

3087 Zverev, G. M., A. M. Prokhorov: Fine Structure and Hyperfine Structure of Paramagnetic Resonance of Cr^{3+} in Synthetic Ruby. Soviet Physics JETP **7**, 2 (Aug. 1958) 354—355; russ.: **34**, 2 (Febr. 1958) 513—514.

3088 Zyul'ko, S. A.: Achievements and Potentialities of Laser Techniques. Telecomm. & Radio Eng. **19**, 10 (Oct. 1964) 67—70.

3089 Anonyme Publikationen und Sammelwerke: Proceedings of the International Symposium on Laser-Physics and Application. Ed. K. P. Meyer, H. P. Brändli, R. Dändliker. ZAMP (Z. f. angew. Math. u. Phys.) **16**, 1 (25. 1. 1965) 183.

3090 —: A Directory of Laser Organizations. Semiconductor Products **6**, 8 (Aug. 1963) 48—62.

3091 —: Über den Laser. Haus der Technik, Essen, Vortragsveröff., Heft 23.

3092 —: Field Testing. Intern. Electronics **10**, 1 (July 1965) 52.

3093 —: Laser-Bibliographie. Schrifttum 1958–1962. Techn. Wiss. Auskunftsstelle der Universität Jena, 1963.

3094 —: Lasers and Their Applications. 54 Artikel. Proc. of the Conference of the IEE Electronics and Science Divisions London 29. Sept.–1. Okt. 1964.

3095 —: 16-Watt-cw Laser has 4% Efficiency. Electronics **38**, 14 (12. July 1965) 17.

3096 —: Chemical Lasers. Supplement 2 to Appl. Opt. (1965), 21 articles, 215 pp.

3097 —: Optical Masers. Supplement 1 to Appl. Opt. (1962), 20 articles, 141 pp.

3098 —: Optical Masers – Proceedings of the Symposium. Microwave Research Inst. Symposia Series, Vol. **13**, 652 pp. Polytechnic Press of the Polytechnic Inst. of Brooklyn, Brooklyn, N.Y., 1963.

3099 —: Quantum Electronics – A Symposium. Ed. C. H. Townes. Columbia University Press, New York 1960, 606 pp.

3100 —: Advances in Quantum Electronics. Ed. J. R. Singer. Columbia University Press, New York 1961, 641 pp.

3101 —: Quantum Electronics, Proceedings of the 3rd International Congress. Vol. 1. Ed. P. Grivet, N. Bloembergen. Columbia University Press, New York 1964, pp. 1–966.

3102 —: Quantum Electronics, Proceedings of the 3rd International Congress. Vol 2. Ed. P. Grivet, N. Bloembergen. Columbia University Press, New York 1964. pp. 971–1923.

2. Anhang

3103 Aanensen, O.: Schwellenergie und Wirkungsweise optischer Festkörper-Maser als Funktion der Pumplicht-Impulsdauer. Z. angew. Phys. **18**, 4 (25. Jan. 1965) 249–275.

3104 Basov, N. G.: Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz. **27** (1954) 431–438.

3105 —: Semiconductor Lasers. Vortrag anläßlich der Verleihung des Nobel-Preises 1964. 18. S. Herausg.: The Nobel Foundation.

3106 —, O. N. Krokhin, J. N. Popov: Erzeugung von kohärentem Licht mit Hilfe von Festkörpern. Nachr. Akad. Wiss. UdSSR (1961) 3. S. 61–66. (Russ.).

3107 —, A. M. Prokhorov: Theory of the Molecular Generator and Molecular Power Amplifier. Soviet Physics JETP **3**, 3 (Oct. 1956) 426–429; russ.: **30**, 3 (March 1956) 560–563.

3108 —, A. M. Prokhorov: Possible Methods of Obtaining Active Molecules for a Molecular Oscillator. Soviet Physics JETP **1**, 1 (July 1955) 184–185; russ.: **28**, 1 (1955) 249–250.

3109 Belousova, I. M., O. B. Danilov, I. A. El'Kina: On the Optical Operating Modes of a Laser Based on a Ne-He Mixture. Soviet Physics JETP **17**, 3 (Sept. 1963) 748–749; russ.: **44**, 3 (March 1963) 1111–1113.

3110 Benoit a la Guillaume, G. C., J. M. Debever: Symp. Radiat. Recomb., Paris 1964.

3111 Bockasten, K.: On the Classification of Laser Lines in Chlorine and Iodine. Appl. Phys. Lett. **4**, 7 (1. April 1964) 118–120.

3112 Clunie, D. M., R. S. A. Thorn, K. E. Trezise: Asymmetric Visible

Super-Radiant Emission from a Pulsed Neon Discharge. Physics Lett. **14**, 1 (1. Jan. 1965) 28–29.

3113 Craig, D. P., T. Thirunamachandran: The Electronic Spectra of Mixed Crystals. Proc. Roy. Soc. A **271** (Jan. 1963) 207–217.

3114 Debye, P. P., M. Ciftan, S. Koozekanani, A. Krutchkoff, M. Modell: Light Amplification Study of Laser Devices. General Research No. 5 (1. 4.–30. 7. 1961). Raytheon.

3115 D'Haenens, I. J., V. Evtuhov: Temperature and Concentration Effects in a Ruby Laser. Quantum Electronics II, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen. Columbia Univ. Press, New York 1964, pp. 1131–1139.

3116 De Lang, H., G. Bouwhuis: Experimental Analysis of Zeeman Polarization Effects in the Output of a He-Ne Laser. Phys. Lett. **7**, 1 (Oct. 1963) 29–30.

3117 Fowles, G. R., R. C. Jensen: Visible Laser Transitions in the Spectrum of Singly Ionized Iodine. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 851–852.

3118 Garscadden, A., P. Bletzinger, E. M. Friar: Moving Striations in a He-Ne Laser. J. Appl. Phys. **35**, 12 (1964) 3432–3433.

3119 Garrett, C. G. B., F. R. Merritt: PMR Spectra of Nd^{3+} in Compensated $CaWO_4$. Appl. Phys. Lett. **4**, 2 (Jan. 1964) 31–32.

3120 Gebbie, H. A., N. W. B. Stone, F. D. Findlay: A Stimulated Emission Source at 0,34 Millimetre Wavelength. Nature **202**, 4933 (16. May 1964) 685.

3121 Gerardo, J. B., J. T. Verdeyen: Plasma Refractive Index by a Laser Phase Measurement. Appl. Phys. Lett. **3**, 7 (1. Oct. 1963) 121–123.

3122 Gerard, V. B.: Laboratory Alkali Metal Vapor Lamps for Optical Pumping Experiments. J. Sci. Instr. **39** (1962) 217–218.

3123 Gordon, J. P., H. Kogelnik: Equivalence Relations among Spherical Mirror Optical Resonators. Bell Syst. Techn. J. **43**, 6 (Nov. 1964) 2873–2886.

3124 Grabmeier, J., C. Zaminer: Laser-Kristalle. Z. angew. Physik **17**, 1 (1964) 26–30.

3125 Hanes, G. R., B. P. Stoicheff: Time Dependence of the Frequency and Linewidth of the Optical Emission from a Pulsed Ruby Maser. Nature **195**, 4841 (1962) 587–588.

3126 Harris, S. E., O. P. McDuff: PM Laser Oscillation-Theory. Appl. Phys. Lett. **5**, 10 (15. Nov. 1964) 205–206.

3127 Jahnke, E., F. Emde, F. Lösch: Tafeln höherer Funktionen. Verlag Teubner, Stuttgart 1960.

3128 Kabota, K., K. Hayashi: Optical Maser Oscillation in Ruby. J. Phys. Soc. Japan **16** (1961) 1063.

3129 Kasper, J. V. V., G. C. Pimentel: HCL Chemical Laser. Phys. Rev. Lett. **14**, 10 (8. March 1965) 352–354.

3130 Krupnov, A. F., A. W. Skwartzov: A 4-mm Fabry-Perot Maser. Soviet Physics JETP **20**, 5 (May 1965) 1079–1083; russ.: **47**, 5 (1964) 1605–1611.

3131 Ladenburg, R., H. Kopfermann: Experimenteller Nachweis der „negativen“ Dispersion. Z. Phys. Chemie Abt. A **139** (1928) 375–385.

3132 Lempicki, A., H. Samelson: Optical Maser Action in Europium Benzylacetonate. Phys. Lett. **4**, 2 (15. March 1963) 133–135.

3133 Mandelschtam, S. L., P. P. Pashinin, A. V. Prokhindeev, A. M. Prokhorov, N. K. Sukhodrev: Study of the "Spot" Produced in Air by Focused Laser Radiation. Soviet Physics JETP **20**, 5 (May 1965) 1344—1346; russ.: **47**, 5 (1964) 2003—2005.

3134 Strutt, Forgo. (ETH Zürich). Persönliche Mitteilung.

3135 Schawlow, A. L., C. H. Townes: Infrared and Optical Masers. Phys. Rev. **112**, 6 (Dec. 1958) 1940—1949.

3136 Suprynowicz, V. A.: Acoustical Generation by Optical Masers. Proc. IEEE **52**, 7 (1964) 849.

3137 Tager, A. S., A. D. Gladun: Use of the Cyclotron Resonance in Semiconductors for the Amplification and Generation of Microwaves. Soviet Physics JETP **8**, 3 (March 1959) 560—561; russ.: **35** (Sept. 1958) 808.

3138 Vainshtein, L. A.: Open Resonators for Lasers. Soviet Physics JETP **17**, 3 (Sept. 1963) 709—719; russ.: **44**, 3 (March 1963) 1050—1067.

3139 Woodward, D. H.: He-Ne Laser as Source for Light Scattering Measurements. Appl. Opt. **2**, 11 (1963) 1205—1207.

3140 Zverev, G. M., A. M. Prokhorov, A. K. Shevchenko: Generation of Millimeter Waves in Optically Pumped Ruby. Quantum Electronics I, Ed. P. Grivet, N. Bloembergen. Columbia Univ. Press, New York 1964, pp. 963—966.

3141 Laser Trims Resistor to 0,05 Percent. EEE Nov. 1963, **11**, No. 11, p. 18.

Mit freundlicher Genehmigung der Inhaber bzw. Verwalter der Urheber- und Verlagsrechte sind aus den folgenden Zeitschriften, Symposiumberichten und sonstigen Werken die nachstehend bezeichneten Bilder entlehnt worden.

Das Porträt von Albert Einstein im Titelbogen wird mit freundlicher Genehmigung der Keystone GmbH & Co, Internationaler Bildverlag und Pressedienst, München, wiedergegeben.

Zeitschriften

Alta Frequenza
(14–37b)
genehmigt durch: Alta Frequenza. Ufficio Centrale AEI. CEI, Milano.
American Journal of Physics
(11–7)
genehmigt durch: Office of the Editor, Bryn Mawr, Pa.
Applied Optics
(4–8), (7–6), (10–4), (12–14), (14–21), (14–20), (14–44), (14–45), (14–56)
genehmigt durch: Office of the Editor, Bedford, Mass.
Archiv der elektrischen Übertragung
(9–31c)
genehmigt durch: Geschäftsführende Redaktion, Karlsruhe-Durlach.
Bell Telephone System
(9–28), (9–29), (9–30), (10–6), (10–7), (14–54)
genehmigt durch: American Telephone & Telegraph Co, New York.
Frequenz
(14–33), (14–34), (14–39)
genehmigt durch: Fachverlag Schiele & Schön GmbH, Berlin.
IBM Journal of Research and Development
(13–23)
genehmigt durch: Office of the Editor, Armonk, N. Y.
Journal of Applied Physics
(5–9), (7–10), (8–3), (12–28), (13–23), (13–29), (14–12), (14–13)
genehmigt durch: American Institute of Physics, New York.
Journal of the Optical Society of America
(9–36)
genehmigt durch: Office of the Editor, Rochester, N. Y.
Physics Letters
(10–17b), (10–20)
genehmigt durch: North-Holland Publishing Company, Amsterdam.

Physical Review
(4—1), (4—11), (4—13), (14—36)
genehmigt durch: American Institute of Physics, New York; The American Physical Society, Office of the Editor, Brookhaven.
Physical Review Letters
(7—12), (15—13b)
genehmigt durch: American Institute of Physics, New York; The American Physical Society, Office of the Editor, Brookhaven.
Proceedings of the IEEE
(9—24a), (12—13), (13—19), (14—52a)
genehmigt durch: The Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York.
Proceedings of the IRE
(4—3), (5—10b)
genehmigt durch: The Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York.
Scientific American
(15—12b), (15—14)
genehmigt durch: die Autoren.
Zeitschrift für angewandte Physik
(11—3), (13—4)
genehmigt durch: J. F. Bergmann-Verlagsbuchhandlung, München.
Zeitschrift für Naturforschung
(12—9), (12—10), (12—12), (12—15), (12—16), (12—17), (12—18), (12—19), (12—20), (12—21), (12—30), (12—32), (12—33), (12—34), (12—35), (12—36)
genehmigt durch: Dieterichsche Verlagsbuchhandlung, Wiesbaden.

Symposiumberichte und sonstige Werke

Quantum Electronics. Proceedings of the third International Congress. Edited by E. Grivet and N. Bloembergen. Dunod Editeur, Paris 1964.
(4—2), (9—31b), (10—11b), (14—29), (14—39)
genehmigt durch: Dunod Editeur, Paris.
Symposium on Optical Masers, edited by J. Fox. Polytechnic Press, Brooklyn, N. Y., 1963.
(4—5), (7—7), (12—24a, b, c)
genehmigt durch: Polytechnic Press, Brooklyn, N. Y.
E. Jahnke, F. Emde, F. Lösch: Tafeln höherer Funktionen.
B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart 1960.
(9—32)
genehmigt durch: B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart.

Sachregister

Die mit * gekennzeichneten Seitenzahlen weisen auf Abbildungen hin

